

SÉRIE A, N° 3442

N° D'ORDRE :
4314

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

PAR

Lucien Montanet

1^{re} THÈSE. — « *Etude expérimentale des interactions nucléaires de haute énergie dans le rayonnement cosmique* ».

2^e THÈSE. — *Propositions données par la Faculté.*

Soutenues le 31 mars 1960 devant la Commission d'examen.

MM. Auger Président.

Berthelot }
Teillac } Examineurs.

SÉRIE A, N° 3442

N° D'ORDRE :
4314

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

le Grade de Docteur ès Sciences Physiques

PAR

Lucien Montanet

1^{re} THÈSE. — « *Etude expérimentale des interactions nucléaires
de haute énergie dans le rayonnement cosmique* ».

2^e THÈSE. — *Propositions données par la Faculté.*

Soutenues le 31 mars 1960 devant la Commission d'examen.

MM. Auger Président.

Berthelot
Teillac } Examinateurs.



Je tiens à remercier ici M. le professeur P. Auger qui a bien voulu s'intéresser à mon travail et me donner les conseils et encouragements nécessaires.

Mes remerciements s'adressent également à M. L. Kowarski et à M. Bakker, qui, dans le cadre du Cern, m'ont permis d'effectuer ce travail dans les meilleures conditions.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres de l'équipe de la Jungfrau-joch, dont l'esprit de camaraderie et de compréhension me laissent un souvenir très cher. J'adresse mes remerciements, en particulier à J. A. Newth, pour les fructueuses discussions qui m'ont aidé à préciser de nombreuses idées, ainsi qu'à M. Wiederkher, intendant de la Station de recherches.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553815_0011

I. INTRODUCTION

1. Un grand nombre de travaux expérimentaux et théoriques ont été consacrés, ces dernières années, aux interactions nucléaires de haute énergie; dans le présent travail, on expose les résultats expérimentaux obtenus avec des énergies primaires de l'ordre de 100 GeV.
2. Les accélérateurs actuellement en fonctionnement permettent d'étudier les interactions nucléaires jusqu'à 25 GeV; d'autre part, l'étude des « jets » engendrés par le rayonnement cosmique dans les émulsions nucléaires exposées à haute altitude et l'étude des « grandes gerbes » donnent des précisions sur les caractéristiques des interactions nucléaires de plus de 1000 GeV. Entre ces deux limites, les résultats expérimentaux sont peu précis : en effet, il faut à la fois renoncer aux avantages des accélérateurs (connaissance exacte de l'énergie et de la direction du nucléon incident, intensité rendant possible l'utilisation d'une cible d'hydrogène...) et aux méthodes d'analyse valables pour les très hautes énergies, les grandes multiplicités et la valeur élevée de l'énergie des particules secondaires rendant alors possible certaines approximations.
3. Le faible flux du rayonnement cosmique impose à l'expérimentateur le choix d'un compromis entre la statistique qu'il estime nécessaire et la densité, c'est-à-dire la complexité nucléaire des matériaux constituant la cible; bien qu'il soit possible de déduire des interactions complexes nucléon-noyaux (telles que celles observées dans les émulsions), certaines caractéristiques des interactions pures nucléon-nucléon, l'analyse des résultats expérimentaux est rendue difficile par la présence de ces interactions complexes; le présent travail expose les résultats obtenus avec une cible de paraffine fournissant, en moyenne, deux événements observables par jour.
4. La détermination de l'énergie primaire représente une autre difficulté expérimentale; pour les interactions nucléaires pures (nucléon-nucléon), il est possible de trouver, par approximations successives, la transformation de Lorentz qui définit le système du centre de masse; cependant, étant donné la faible multiplicité des interactions secondaires, cette méthode

n'est pas précise; de plus, elle suppose connue l'impulsion de toutes les particules secondaires; cette dernière condition est partiellement satisfaite, dans le présent travail, par l'emploi d'une chambre de Wilson et d'un champ magnétique. Cependant, plusieurs caractéristiques des interactions de haute énergie dépendent peu de la valeur exacte de l'énergie incidente; il est donc possible de présenter un certain nombre de résultats expérimentaux non affectés par l'imprécision avec laquelle l'énergie incidente est déterminée (impulsion des particules secondaires, anisotropie...).

5. Dans les chapitres suivants, nous résumons brièvement l'état actuel des connaissances expérimentales et théoriques relatives aux interactions nucléaires de haute énergie.

Dans le chapitre 4, nous présentons les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons effectué l'expérience et analysé 116 événements.

Le chapitre 5 expose les résultats obtenus dans le système du laboratoire : multiplicité, excès positif, nature des particules secondaires, impulsion transversale.

Les résultats obtenus dans le système du centre de masse sont exposés chapitre 6 : énergie incidente, distribution angulaire, spectres d'énergie, inélasticité.

Enfin, dans le chapitre 7, nous analysons la nature des interactions et, après avoir souligné certaines corrélations entre les grandeurs physiques mesurées, nous tentons d'interpréter les résultats obtenus à l'aide des modèles couramment admis pour ce type d'interaction.

2. ÉTAT DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

2.1. INTRODUCTION

Au-dessus d'un certain seuil d'énergie (de l'ordre du milliard d'électron-volts), et jusqu'à la limite supérieure d'énergie actuellement observée, la collision de deux nucléons est essentiellement inélastique; c'est-à-dire qu'une fraction plus ou moins importante de l'énergie disponible est libérée, pendant la collision, sous forme de mésons; certaines caractéristiques de ces collisions inélastiques sont à peu près indépendantes de l'énergie du nucléon incident (impulsion transversale des particules secondaires, inélasticité...); par contre, certaines propriétés sont fonction de l'énergie (multiplicité, distribution angulaire dans le centre de masse des particules secondaires...).

Les régions d'énergie les mieux étudiées jusqu'alors se situent aux deux limites; à la limite inférieure, les accélérateurs de particules fournissent quelques informations sur les interactions nucléaires avec des énergies de l'ordre de quelques milliards d'électron-volts. A la limite supérieure, on dispose de deux sources d'information; d'une part, les « jets » recueillis dans les émulsions nucléaires et qui permettent l'étude des collisions de l'ordre de 1000 à 10.000 GeV; d'autre part, les « grandes gerbes » permettant l'étude des collisions de 100.000 GeV et plus. Outre la différence d'énergie primaire mise en jeu dans ces deux catégories de phénomènes, il y a lieu de souligner qu'ils donnent des informations de nature différente, l'analyse des « jets » conduisant à une étude individuelle des collisions nucléaires, alors que les grandes gerbes représentent une superposition de plusieurs collisions en cascade et ne fournissent que des renseignements indirects sur les caractéristiques des collisions élémentaires.

Entre ces deux catégories d'information, quelques expériences ont été développées à l'aide des rayons cosmiques et des chambres de Wilson; en effet, au-dessous de 1000 GeV, l'étude des jets dans les émulsions devient difficile à cause de la faible multiplicité; il y a alors avantage à travailler avec une chambre de Wilson dans laquelle il est possible de mesurer l'impulsion des particules émises si l'on dispose d'un champ magnétique.

L'étude de cette région d'énergie semble intéressante pour plusieurs raisons : du point de vue phénoménologique, elle se situe entre les deux régions

d'énergie les mieux étudiées et peut permettre de préciser comment certaines propriétés des collisions nucléaires évoluent avec l'énergie. Du point de vue théorique, il est intéressant de vérifier expérimentalement dans quelle mesure les théories statistiques peuvent s'appliquer et, en particulier, quel est le rôle joué par les isobars à cette énergie.

Dans ce chapitre, nous passerons brièvement en revue les données expérimentales réparties en trois grandes classes :

- résultats des accélérateurs
- résultats des émulsions et des compteurs
- résultats des chambres de Wilson

2.2. COLLISIONS OBSERVÉES AVEC LES MACHINES

Le Bevatron de Berkeley et le Synchrophasotron de Doubna ont permis l'étude des interactions nucléon-nucléon et nucléon-noyau entre de 5 à 10 GeV. (WW55, AJ59, KR59, BV58a, BV59a).

Les expériences entreprises avec ces accélérateurs donnent des précisions sur la multiplicité, la nature des particules secondaires, leur distribution angulaire et leur énergie, la nature de l'interaction, l'inélasticité et les sections efficaces.

2.2.1. *Multiplicité*

Dans des interactions proton-proton de 6,2 GeV, Kalbach trouve une multiplicité moyenne des particules chargées produites :

$$\bar{n}_{\pm} = 1,9 \pm 0,3$$

ce qui conduit à une multiplicité globale de 2,8 si l'on admet que les particules produites sont en majorité des mésons π et qu'on applique la règle donnée par l'indépendance de charge et valable pour les grandes multiplicités (nombre de π^0 émis égal à la moitié du nombre de π chargés). Sous cette forme la règle n'est pas tout à fait justifiée dans ce cas, à cause de la faible multiplicité.

A 8,7 GeV on trouve une multiplicité totale des particules chargées (y compris le ou les protons primaires) de :

$$\bar{n}_{\pm} = 3,24 \pm 0,08 \text{ pour les interactions } (p-p)$$

$$\bar{n}_{\pm} = 2,82 \pm 0,2 \text{ pour les interactions } (p-n)$$

Ces nombres sont valables pour des événements sélectionnés, les critères de sélection tendant à éliminer des interactions plus complexes nucléon-noyau. Pour ce dernier type d'événements, les multiplicités moyennes obtenues sont sensiblement plus élevées

$$(\bar{n}_s = 3,4 \pm 0,3 \text{ pour les traces au minimum d'ionisation})$$

La comparaison de ces résultats avec la théorie statistique de Fermi indique que cette dernière sousestime la probabilité de production de grandes multiplicités. Mais si on introduit dans la théorie la notion d'isobars (BV58b), l'accord avec l'expérience devient satisfaisant.

2.2.2. *Nature des particules secondaires*

Dans les interactions $p-p$ pures, la proportion de particules étranges (mésons lourds et hyperons) semble être très faible, de l'ordre de 1%, par rapport à la production des mésons π .

Dans les interactions proton-noyau, la proportion de particules étranges croît dans des proportions importantes pour atteindre environ 25% dans le cas des étoiles correspondant à la désintégration des noyaux par des protons de 9 GeV. Il faut d'ailleurs remarquer que les étoiles qui émettent ainsi des particules étranges possèdent un nombre moyen de particules ionisantes plus élevé que la moyenne correspondante : par exemple, à 9 GeV :

$$\bar{n}_H = 12,9$$

alors qu'en moyenne

$$\bar{n}_H = 8,3$$

2.2.3. *Distribution angulaire dans le centre de masse*

A 6 GeV comme à 9 GeV, l'expérience met en évidence une forte anisotropie des nucléons émis.

La distribution angulaire des mésons π est par contre peu différente d'une distribution isotrope.

La distribution angulaire des interactions nucléon-noyau diffère sensiblement de la distribution angulaire observée pour les interactions proton-proton. A 9 GeV, l'angle médian passe de 18° à 25° .

2.2.4. *Distribution de l'impulsion*

La distribution des impulsions des mésons π émis ne change pas de façon appréciable avec la multiplicité; le maximum de la distribution est situé bien au-dessous du maximum prévu par la théorie statistique, ce qui suggère la présence d'interactions fortes entre les particules émises.

A 6,2 GeV, la valeur moyenne de l'impulsion dans le système du centre de masse est :

$$\bar{p}^* \sim 0,32 \text{ GeV}/c$$

Les nucléons sont par contre émis avec une énergie plus grande que celle prévue par la théorie, ce qui semble indiquer un faible transfert d'impulsion dans la collision, contrairement à l'hypothèse de base postulée par Fermi.

2.2.5. *Nature de l'interaction*

Comme nous l'avons déjà indiqué, les résultats précédents s'appliquent à des événements sélectionnés de façon à éliminer les interactions nucléon-noyau. Malgré cette sélection, le nombre d'interactions nucléon-nucléon reste anormalement élevé par rapport au nombre total d'interactions constatées, si on se base sur la proportion d'hydrogène contenue dans les émulsions. Mais cette hypothèse ne tient pas compte des interactions ($p-p$) provoquées par les protons périphériques du noyau; afin d'évaluer cet effet, Kalbach a dénombré la quantité d'interactions à multiplicités paires et impaires; il a trouvé que le nombre d'interactions nucléon-nucléon liées est comparable au nombre d'interactions nucléon-nucléon libres pour les collisions produites dans les émulsions.

2.2.6. *Inélasticité*

Si on évalue l'inélasticité, c'est-à-dire la quantité d'énergie fournie aux mésons π par rapport à l'énergie disponible, en tenant compte de la multiplicité moyenne et de l'énergie moyenne des mésons π émis, on trouve $k \sim 0,5$.

2.2.7. *Section efficace*

Les différentes expériences entreprises entre 1 GeV et 10 GeV mettent en évidence la constance de la section efficace totale d'interaction qui s'établit aux environs de 30 mb.

Il est difficile de concilier ce résultat avec la section efficace prévue par Fermi (60 mb) et celle prévue par Heisenberg (100 mb si l'on admet $K = 0,5$).

Antinucléons

L'annihilation des antinucléons au repos permet l'étude expérimentale d'une interaction dans laquelle l'énergie disponible dans le centre de masse atteint 2 Mc². Les deux faits saillants présentés par les annihilations observées sont :

- 1) une grande section efficace d'annihilation.
- 2) une grande multiplicité de mésons π produits.

Ces deux faits peuvent d'ailleurs être liés l'un à l'autre par des raisonnements semi-quantitatifs : (KZ58a).

L'étude expérimentale des annihilations dans les émulsions photographiques et à l'aide des compteurs conduit aux résultats suivants :

- 1) multiplicité moyenne des mésons π émis (y compris les π^0) :

$$\bar{n}_\pi \sim 5,3 \pm 0,4$$

- 2) énergie cinétique moyenne de ces mésons π :

$$T_\pi \sim 206 \text{ MeV}$$

- 3) probabilité de production de mésons lourds (par rapport à celle de production de mésons π) :

$$\text{prob K} \sim 2\%$$

(BW57, CO57, HN58)

Horwitz et al. ont observé 88 étoiles d'annihilation dans une chambre à bulles à hydrogène; ils trouvent, pour la multiplicité moyenne des mésons chargés :

$$\bar{n}_{\pi^\pm} \sim 3,11 \pm 0,14$$

ce qui conduit à

$$\bar{n}_\pi \sim 4,8 \pm 0,22$$

si l'on tient compte des π^0 invisibles (ce facteur 1,5 correspond à l'hypothèse d'indépendance de charge et correspond expérimentalement au fait que les mésons π chargés ne représentent que les $\frac{2}{3}$ de l'énergie disponible).

L'énergie cinétique moyenne des mésons π est égale à 252 MeV. Enfin, la faible probabilité de production de mésons lourds est confirmée.

En ce qui concerne la distribution angulaire des mésons π et leur spectre d'énergie, l'accord avec la théorie statistique de Fermi est satisfaisant. Mais il est difficile de concilier la multiplicité prévue par Fermi

$$\bar{n}_\pi \sim 3,4$$

avec la multiplicité obtenue expérimentalement

$$\bar{n}_\pi \sim 5 \pm 0,3$$

(il faudrait prendre un volume d'interaction trois ou quatre fois plus grand que celui admis habituellement et correspondant à une sphère de rayon $\frac{\hbar}{m_\pi c^2}$).

Afin de retrouver la grande multiplicité expérimentale plusieurs raffinements de la théorie de Fermi ont été proposés : (PJ51, SG57, BS56b).

Dans son modèle, Belen'kij reprend la théorie statistique de Fermi en y introduisant une interaction forte des particules dans l'état final; dans le cas de l'annihilation, cette interaction doit être du type π - π puisqu'il n'y a pas de nucléons.

Cette interaction forte des particules dans l'état final est d'ailleurs prévue par la théorie statistique de Landau : (KZ56).

Afin de tenir compte de cet « état isobarique » des mésons produits, on peut tenter de déduire les caractéristiques de cet isobar à l'aide de l'expérience sur la production des mésons π

$$\pi + p \rightarrow n + 2\pi \qquad \text{à 1 GeV.}$$

Si l'on adopte le modèle de Belen'kij, on peut interpréter les résultats de Walker (distribution de la quantité de mouvement du nucléon secondaire, distribution de l'énergie cinétique relative des 2 mésons π secondaires) en introduisant un état isobarique de deux mésons π d'énergie totale de l'ordre de 670 MeV. Avec cet isobar et en admettant la conservation de l'étrangeté dans la production des mésons K , on obtient le tableau 2.1.

TABLEAU 2.1

I, ℓ	$\bar{n}_\pi$	Pk
0,0 { p,n { p,p	3,18	24%
	3,09	
1,1 { p,n { n,p	3,69	14%
	3,63	
Fermi	2,3	40%

Les multiplicités obtenues sont encore trop petites. Il faut donc admettre un état isobarique d'énergie plus petite, tel, par exemple, celui introduit par Dyson pour interpréter le second maximum observé dans la section efficace de diffusion méson π -nucléon (TG55, DF55).

Dans le modèle de Dyson, l'état isobarique a une énergie totale de 450 MeV. Avec cet isobar, les résultats deviennent comparables aux résultats expérimentaux si l'on adopte pour l'isobar un spin isotopique et un moment angulaire (2,2) ou (1,3) (voir tableau 2.2).

TABLEAU 2.2

I, ℓ	$\bar{n}_\pi$	Pk
2,2	4,4	3%
1,3	4,5	3%

Il est donc possible d'interpréter les résultats expérimentaux sur l'annihilation $p-p$ en utilisant la théorie statistique de Fermi, à condition de la compléter par l'introduction d'un et peut-être même, de plusieurs isobars.

2.3. RÉSULTATS DES ÉMULSIONS ET DES COMPTEURS

2.3.1. Analyse des jets

L'énergie incidente est en général mal mesurée. De plus, cette énergie primaire n'est pas directement liée à la multiplicité; des facteurs intermédiaires interviennent, tels que l'inélasticité de l'interaction.

Néanmoins, la plupart des auteurs s'accordent pour admettre une loi de la forme

$$n_s \sim C^{te} \cdot E_p^{\frac{1}{2}}$$

Les événements complexes (nombre de traces ionisantes $n_H \geq 2$) résultant d'interactions nucléon-noyau donnent lieu à des multiplicités plus élevées que les événements du type nucléon-nucléon; ceci peut facilement s'expliquer par un effet de cascade à l'intérieur du noyau.

Nature des particules

Perkins et al. ont mesuré deux quantités permettant d'évaluer la proportion des mésons π dans les particules émises par des interactions de 1000 à 100.000 GeV (BF 56, PD 58, EB 58).

En comptant les étoiles engendrées par les particules neutres secondaires on obtient un premier rapport :

$$Q = \frac{n_{x^0}}{n_{\pi^\pm} + n_{x^\pm}} = 0,21 \pm 0,01$$

n_{x^0} : nombre de secondaires neutres autres que les π^0

$n_{\pi^\pm}$: mésons π secondaires chargés

$n_{x^\pm}$: autres secondaires chargés

D'autre part, en comparant le nombre de paires d'électrons et le nombre de particules chargées, on obtient :

$$R = \frac{n_{\pi^0}}{n_{\pi^\pm} + n_{x^\pm}} = 0,41 \pm 0,03$$

Si l'on fait l'hypothèse $\frac{n_{\pi^0}}{n_{\pi^\pm}} = 0,5$, on a donc :

$$\frac{n_{x^\pm}}{n_{\pi^\pm} + n_{x^\pm}} = 0,18 \pm 0,05$$

soit :

$$\frac{n_{\pi^{\pm}_o}}{nb \text{ total des secondaires}} \sim 0,76 \pm 0,07$$

Notons que les secondaires autres que les mésons π sont essentiellement des nucléons et des mésons K ; le rapport $\frac{n_{x^o}}{n_{x^{\pm}}} = 1,17$ observé est donc en accord avec un spin isotopique $I = \frac{1}{2}$, hypothèse généralement admise pour ces particules.

Enfin, d'après des mesures de masse faites sur des particules secondaires émises en arrière dans le centre de masse, il semble que la proportion

$$\frac{n_{x^{\pm}}}{n_{\pi^{\pm}} + n_{x^{\pm}}}$$

croisse légèrement avec la multiplicité, ce qu'on peut interpréter en supposant que ces interactions sont en réalité des collisions complexes nucléon-noyau dans lesquelles la probabilité de production de particules étranges est plus élevée que dans les collisions nucléon-nucléon.

Distribution angulaire des secondaires dans le centre de masse

Dans les collisions nucléon-nucléon, la distribution angulaire des particules doit être symétrique par rapport au plan équatorial, mais on observe en général une anisotropie suivant l'axe de la gerbe; cette anisotropie croît avec l'énergie et dépend de la multiplicité.

Distribution de l'impulsion totale et de l'impulsion transversale

Les émulsions ne donnent pas de renseignements très précis sur la distribution en énergie des particules émises.

Les mesures de diffusion multiple conduisent aux résultats inscrits dans le tableau 2.3.

TABLEAU 2.3

Impulsion moyenne des particules secondaires en fonction de l'énergie incidente (γ_c)

γ_c	$\overline{p}^*$	Référence
2	$0,32 \frac{\text{Gev}}{c}$	KR 59
22	0,70	LE 56
45	1,0	DA 56
65	1,4	HF 56
100	1,2	SM 55

Les spectres obtenus sont en général conformes à une loi du type $dn \sim \frac{dp}{p^2}$

suivant les prévisions d'Heisenberg (voir chap. 3).

La mesure de la quantité de mouvement transversal est donnée avec plus de précision, car elle ne dépend pas de la transformation de Lorentz choisie. La stabilité de la valeur trouvée pour p_t est une des caractéristiques les plus frappantes des collisions de grande énergie; elle a été l'objet de nombreuses expériences, dont le tableau 2.4 donne un résumé :

TABLEAU 2.4

*Impulsion transversale moyenne des particules secondaires
en fonction de l'énergie incidente (γ_c)*

γ_c	$\bar{p}_t$	Référence
7	0,30	FB 58
43	0,36	MI 59
65	0,40	MI 59
71	0,40	EB 58
200	0,30	GI 57
390	0,35	CP 58

Ces expériences donnent les informations générales suivantes :

- 1) p_t est indépendant de l'angle d'émission
- 2) p^* varie peu avec l'énergie incidente; il tend cependant à croître avec celle-ci
- 3) il semble que p_t dépende de la nature de la particule; les résultats de Bristol (BF 56, EB 58) sont assez significatifs de ce point de vue :

$$p_{t(\pi)} \sim 0,4 \text{ GeV}/c$$

$$p_{t(K)} \sim 1,8 \text{ GeV}/c$$

Ce dernier résultat peut être expliqué en adoptant la loi de distribution proposée par Heisenberg :

$$\theta^* \sim \frac{\lambda}{ap^*} = \frac{p_t}{p^*} \text{ avec } a = \frac{\hbar}{mc}$$

si l'on suppose $p^* \sim C^{te}$, le rapport des masses m_π/m_K correspond au rapport expérimental $p_{t(\pi)}/p_{t(K)}$.

Nature de l'interaction

Les résultats des émulsions sont discutables à cause de la composition même de l'émulsion, tendant à contaminer les événements nucléon-nucléon par des interactions plus complexes avec les noyaux de brome et d'argent.

Plusieurs critères de sélection peuvent être utilisés pour limiter cette contamination (voir ch. 7), le plus simple consistant à rejeter les gerbes contenant un nombre trop grand de traces ionisantes, mais ce critère n'élimine pas toutes les interactions nucléon-noyau, comme le prouvent les résultats de Bristol : sur 30 gerbes observées, 11 gerbes ne contenaient pas de traces ionisantes : même en tenant compte des interactions possibles avec les nucléons extérieurs des noyaux, on ne peut expliquer le nombre précédent qu'en supposant que certaines interactions nucléon-noyau ne possèdent pas de traces ionisantes.

Ceci implique que l'énergie communiquée au noyau résiduel est inférieure à 50 MeV pour l'argent et le brome et que l'interaction a lieu avec un groupe de nucléons dans le noyau, ce groupe pouvant comporter de 1 à 4 nucléons.

Cependant, l'étude des gerbes créées par les particules secondaires, et pour lesquelles on connaît l'énergie primaire, conduit à choisir pour le nombre de nucléons intéressés par la collision $1 \leq n \leq 2$.

En ce qui concerne la particule incidente, il faut noter que les gerbes analysées sont en général produites par la collision d'un nucléon (bien identifié lorsqu'il s'agit d'un proton); la multiplicité des gerbes engendrées par des particules α est en moyenne 2 fois plus grande que la multiplicité des gerbes dues à des protons d'énergie comparable.

Inélasticité

Le facteur d'inélasticité des collisions de haute énergie est l'une des quantités les plus intéressantes à préciser; il peut être en effet associé à la structure des nucléons. Malheureusement, l'inélasticité est généralement mal connue, étant donné l'imprécision des mesures de l'énergie incidente et des particules secondaires de grande énergie.

La plupart des estimations de K sont faites en admettant des hypothèses simplificatrices, telles que :

$$p_t = C^{te}$$

$$p^* = C^{te}$$

En admettant $p_t = C^{te}$, Perkins (PD 58) trouve pour les gerbes primaires $K \sim 0,2$ (10^3 à 10^4 GeV) et $K \sim 0,8$ pour les gerbes secondaires ($\sim 10^2$ GeV).

Il faut noter que dans le premier cas, K ne représente que la fraction d'énergie fournie aux mésons π , l'inélasticité totale devant tenir compte également de l'énergie fournie aux autres particules produites (essentiellement des mésons K); on peut donc estimer l'inélasticité totale à $K \sim 0,4$ pour les interactions comprises entre 10^3 et 10^4 GeV.

D'une façon générale, l'inélasticité semble varier dans de larges limites, allant de $K \sim 0,1$ à $K \sim 0,9$ (SM 55, DA 56, BG 56, WA 56).

Section efficace

Les expériences effectuées avec les rayons cosmiques conduisent à adopter pour une bande très grande de l'énergie incidente (AK 57) :

$$\sigma_{pp} \sim 30 \pm 10 \text{ mb}$$

Soit un libre parcours moyen dans l'hydrogène :

$$L_p^H \sim 50 \text{ g/cm}^2$$

pour le carbone on a :

$$\sigma_{pc} \sim 260 \pm 30 \text{ mb}$$

et

$$L_p^C \sim 80 \text{ g/cm}^2$$

Le tableau 2.5 donne quelques valeurs expérimentales. Ces résultats confirment les valeurs obtenues avec les accélérateurs (voir 2.2) et sont en désaccord avec les sections efficaces prévues par Fermi et Heisenberg (voir ch. 3)

TABLEAU 2.5

*Valeurs expérimentales du libre parcours moyen des nucléons
de grande énergie dans les matériaux légers*

Substance	$L = \text{g/cm}^2$	Référence
Carbone	81 ± 5	WW 50
Paraffine	80	GE 50
Carbone	76 ± 7	AK 57
Hydrogène	51^{+23}_{-12}	AK 57

2.3.2. Les grandes gerbes

L'étude des grandes gerbes permet de préciser le comportement des interactions nucléaires aux très hautes énergies, dans un domaine où la technique actuelle des émulsions n'est pas applicable.

Cette étude est cependant compliquée par la nature même de ces gerbes dans lesquelles un grand nombre de collisions élémentaires se superposent ; en faisant quelques hypothèses sur le mécanisme de la production multiple, les mesures de distributions transversale et axiale ainsi que la composition des grandes gerbes permettent d'établir les conclusions suivantes :

- a) *inélasticité des interactions primaires de l'ordre de 0,3 à 0,15.* Les mesures d'inélasticité faites sur les grandes gerbes ne sont pas sujettes aux diffé-

rents biais, dus par exemple aux faibles multiplicités que l'on rencontre dans les expériences faites avec les émulsions ou les chambres de Wilson. (VS 56, GV 56, VA 59, DN 56.)

- b) *la distribution angulaire des particules émises dans le centre de masse est fortement anisotrope.*

2.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX FOURNIS PAR LES CHAMBRES DE WILSON

Les expériences entreprises avec les chambres de Wilson sont assez peu nombreuses et les résultats obtenus jusqu'alors sont statistiquement assez pauvres.

La plupart des premières expériences ont été effectuées avec des chambres sans champ magnétique; on se limitait en général à l'étude comparée de la multiplicité en fonction de la nature de la cible dans le but de confronter la théorie plurale de Heitler à la théorie de la production multiple (CW 51, CW 53, GB 51, GJ 50, GM 51).

Quelques expériences plus récentes avec ou sans champ magnétique, conduisent aux conclusions suivantes (WA 53, GR 56, BN 56, MI 55, WY 57) :

a) la théorie plurale ne peut expliquer de façon satisfaisante tous les résultats expérimentaux obtenus; il est nécessaire de faire intervenir, au moins partiellement, la théorie de la production multiple pour interpréter les multiplicités obtenues dans les matériaux légers tels que le lithium.

b) la multiplicité des particules secondaires dépend peu de l'énergie primaire; les expérimentateurs s'accordent néanmoins pour admettre qu'elle croît légèrement avec l'énergie mise en jeu.

c) l'inélasticité des interactions est très mal mesurée; il semble qu'elle varie dans de grandes proportions, autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 0,4.

d) la distribution angulaire des particules secondaires, dans le centre de masse, est isotrope aux environs de 10 GeV et fortement anisotrope au-delà de 1000 GeV; entre ces deux limites, la distribution angulaire n'est pas bien définie.

e) la proportion de particules étranges (mésons lourds, hypérons) dans les particules secondaires est de l'ordre de 1 %. Giacconi (GR 56) trouve 1 % de V^0 et $V^\pm$. Pictet (PR 58) donne la même proportion pour des gerbes créées dans le lithium, alors que ce rapport atteint 8 % lorsque les gerbes sont engendrées dans l'aluminium.

f) le spectre des particules émises est comparable au spectre d'Heisenberg :

$$dn_s \sim \frac{(p^{*2} - 1)^{1/2}}{p^{*5/2}} dp^*$$

g) la section efficace pour les interactions n - n est de l'ordre de 20 à 30 mb et varie peu avec l'énergie primaire, entre 10 et 1000 GeV.

h) il est difficile de comparer les résultats expérimentaux aux différentes théories de production multiple proposées par Fermi, Heisenberg, Landau... étant donné les erreurs d'expériences généralement importantes et le manque de statistiques précises. Toutefois, il ne semble pas possible d'accorder l'ensemble des résultats expérimentaux à l'une de ces théories plutôt qu'à une autre; par exemple, si le spectre des particules émises et leur nature ne s'accorde guère avec les prévisions de Fermi alors qu'ils satisfont à celles d'Heisenberg, la section efficace expérimentale impose une révision complète de cette dernière.

Avant d'exposer nos propres résultats expérimentaux, nous donnons, dans le chapitre suivant, une brève description des différents modèles proposés.

3. INTERPRÉTATIONS DES COLLISIONS NUCLÉAIRES DE HAUTE ÉNERGIE

Etude des différents modèles proposés

3.1. INTRODUCTION

3.1.1. *Les difficultés d'observation des interactions nucléon-nucléon pures*

Les techniques actuellement utilisables ne permettent pas d'étudier expérimentalement les interactions nucléon-nucléon de grande énergie à l'état pur; en effet, la seule source de nucléons disponible au-dessus de 25 GeV. est, pour l'instant, le rayonnement cosmique; or, la faiblesse du flux des particules de grande énergie du rayonnement cosmique oblige les expérimentateurs à utiliser des cibles suffisamment denses s'ils veulent recueillir un nombre raisonnable d'interactions nucléaires. En dehors des émulsions nucléaires, les cibles sont généralement constituées d'éléments légers, fournissant des conditions expérimentales aussi voisines que possible des collisions nucléon-nucléon pures: l'aluminium, le carbone, le lithium, la paraffine sont couramment utilisés.

Bien que plusieurs critères permettent de séparer partiellement les interactions nucléon-nucléon des interactions nucléon-noyau (voir 7.1), la majorité des résultats expérimentaux sur les collisions nucléon-nucléon reste compliquée par la présence d'interactions nucléon-noyau. Il est donc nécessaire de compléter l'interprétation des collisions pures par une analyse des effets introduits par la présence du noyau au sein duquel l'interaction a pu se produire.

Dans ce chapitre, nous complétons l'analyse des différents modèles proposés pour l'interprétation des collisions pures par quelques remarques sur les chocs nucléon-noyau.

3.1.2. *Historique du problème*

Lorsque Fermi proposa en 1934 sa théorie de la désintégration β , Heisenberg remarqua qu'il s'agissait d'une interaction non linéaire de deuxième espèce et qu'en appliquant des concepts analogues aux champs nucléaires, on pouvait prévoir la production multiple des particules (HW 36); à la suite de cette

remarque, il proposa plusieurs modèles (collision de paquets d'ondes, analogie hydro-dynamique, formation d'une onde de choc...), tous basés sur le caractère non linéaire des champs en interaction (HW 53a).

Cependant, en 1941, W. Heitler proposait une interprétation totalement différente des interactions nucléaires de grande énergie; cette interprétation était basée essentiellement sur les 2 hypothèses suivantes :

- a) le nucléon qui engendre une gerbe de n mésons subit n collisions dans le noyau.
- b) dans chaque collision, la perte d'énergie du nucléon est gouvernée par une loi analogue au bremsstrahlung électrodynamique.

(HW 42, HW 49, HW 50, HW 53b). Cette théorie, connue sous le nom de production plurale, ne permet pas d'expliquer les multiplicités rencontrées aux hautes énergies avec des cibles constituées d'éléments légers, malgré les différentes modifications et améliorations apportées depuis les premiers travaux d'Heitler.

En 1947, Lewis, Oppenheimer et Wouthuysen tentent d'expliquer la production multiple à l'aide d'une théorie analogue au bremsstrahlung électrodynamique (LW 48, LW 52) en utilisant les expressions admises pour les champs nucléaires.

Le modèle de Fermi, dans sa forme initiale (FE 50), ne fait, par contre, aucune hypothèse précise sur la nature des champs nucléaires; il suppose simplement qu'un certain équilibre statistique est atteint, lors de la collision de 2 nucléons; les caractéristiques des gerbes observées expérimentalement en découlent. Cependant, l'hypothèse de base de Fermi a fait l'objet de plusieurs critiques; Pomeranchuk et Landau, en particulier, ont modifié de façon significative les premiers travaux de Fermi, en tenant compte, par exemple, des interactions secondaires des particules émises; (LD 53, PJ 51).

Enfin, le succès des théories faisant intervenir des états isobariques dans les interactions nucléaires entraîne un intérêt de plus en plus grand pour les modèles proposés tout d'abord par Takagi, Kraushaar (TS 52, KW 54), et repris récemment sous différentes formes.

3.2. LE MODÈLE D'HEISENBERG

3.2.1. *Introduction*

Heisenberg admet que l'interaction des champs peut appartenir à l'un des 2 types suivants : dans le 1^{er} type, le paramètre de couplage a la dimension d'un nombre pur ou d'une longueur à la puissance négative; l'interaction de ce

type reste donc constante et peut même décroître lorsque l'énergie augmente. La production multiple des mésons π ne peut donc pas appartenir à ce type d'interaction.

Dans le 2^e type, le paramètre de couplage a la dimension d'une longueur à la puissance positive; il peut donc exister pour ce type d'interaction une énergie critique au-dessus de laquelle différents phénomènes nouveaux apparaissent, tels que la production multiple des particules.

3.2.2. Relations entre les différentes grandeurs physiques

Heisenberg se limite à un traitement non-quantique de la production multiple, en remarquant que la grande multiplicité des particules mises en jeu dans l'interaction correspond à des états quantiques d'ordre élevé; la non commutativité des opérateurs ne joue alors qu'un rôle secondaire, et les effets quantiques ne donnent lieu qu'à de faibles corrections de la solution classique.

Dans la dernière version de sa théorie, Heisenberg applique son traitement non linéaire à l'état final de l'interaction, c'est à dire au paquet d'ondes en expansion qui résulte de la collision des 2 nucléons; il obtient ainsi un spectre des mésons émis de la forme $dn \sim \frac{dp}{p^2}$ ce qui conduit à des multiplicités sensiblement supérieures aux résultats expérimentaux.

Afin d'accorder ses résultats à l'expérience, Heisenberg introduit un facteur d'inélasticité K lié au paramètre d'interaction b de la collision :

$$K = \exp - b/r \quad (3.2.1)$$

$r = \frac{\hbar}{mc}$ représente le « rayon » des forces mésoniques. Lorsque $b = 0$, $K \rightarrow 1$: la collision est centrale et toute l'énergie disponible est dissipée sous forme de mésons; mais dans le cas général, $K < 1$. On peut justifier ce raisonnement en admettant que l'énergie dissipée sous forme de mésons dépend de la fraction du champ nucléaire mis en jeu dans l'interaction, et que cette fraction dépend elle-même du paramètre d'interaction. Cependant, nos connaissances actuelles des champs nucléaires ne nous permettent pas de donner la forme exacte de la relation $K = f(b)$ et la relation (3.2.1) n'est indiquée par Heisenberg qu'à titre d'exemple; sous cette forme, d'ailleurs, on arrive à la conclusion peu compatible avec l'expérience que la section efficace de la collision inélastique des nucléons croît avec l'énergie : en effet, l'énergie disponible pour la production de mésons est alors égale à $2M(\gamma_c - 1) \exp - b/r$

M : masse nucléaire

γ_c : facteur de transformation de Lorentz (voir 4.6)

b : paramètre d'impact

r : rayon des forces mésoniques.

Pour qu'il y ait collision inélastique, l'énergie disponible doit être supérieure à une certaine limite correspondant à un paramètre d'impact $b_{\max}$; lorsque γ_c croît, c'est-à-dire lorsque l'énergie incidente augmente, $b_{\max}$ croît également : la section efficace augmente donc avec l'énergie.

En utilisant une image hydrodynamique pour discuter la production multiple des mésons, Heisenberg obtient un spectre d'énergie des particules émises de la forme :

$$dn = a \frac{1}{e^\alpha} \quad (3.2.2)$$

dans laquelle α peut prendre n'importe quelle valeur entre 1 et 2. En choisissant $\alpha = 2$, $e_{\min} = m$ et $e_{\max} = \gamma_c m$, Heisenberg obtient une multiplicité totale égale à :

$$n = \frac{a}{m} \left(1 - \frac{1}{\gamma_c} \right) \quad (3.2.3)$$

m = masse du méson π

Cette multiplicité correspond à une énergie libérée sous forme de mésons π égale à :

$$E = \int e dn = a \text{Log } \gamma_c \quad (3.2.4)$$

d'où l'énergie moyenne des mésons π émis

$$\bar{e} = \frac{m \gamma_c \text{Log } \gamma_c}{(\gamma_c - 1)} \quad (3.2.5)$$

et

$$n = \frac{2KM}{m} \cdot \frac{(\gamma_c - 1)^2}{\gamma_c \text{Log } \gamma_c} \quad (3.2.6)$$

(3.2.1) et (3.2.5) permettent d'exprimer la section efficace totale de collision inélastique de 2 nucléons;

on a :

$$\begin{aligned} d\sigma &= 2\pi b db \\ &= 2\pi r^2 \text{Log } K \frac{dK}{K} \\ &= 2\pi r^2 \text{Log } K d(\text{Log } K) \\ \sigma &= \pi r^2 \left[(\text{Log } K)^2 \right]_{K=1}^{K_{\min}} = \pi r^2 \text{Log}^2 K_{\min} \end{aligned}$$

prenons pour $K_{\min}$

$$2M\gamma_c K_{\min} = 2\bar{e} \quad (3.2.7)$$

soit :

$$K_{\min} = \frac{m \operatorname{Log} \gamma_c}{M(\gamma_c - 1)}$$

$$\sigma_m = \pi r^2 \operatorname{Log}^2 \frac{m}{M} \left[\frac{\operatorname{Log} \gamma_c}{\gamma_c - 1} \right] \quad (3.2.8)$$

La nature des particules secondaires est déterminée non seulement par leurs poids statistiques, mais aussi par leurs degrés de couplage avec le champ nucléaire; il est donc toujours possible de s'accorder aux résultats expérimentaux en choisissant des constantes de couplage convenables.

Dans le schéma d'Heisenberg, l'émission d'une particule dans le centre de masse peut être comparée à la diffraction produite par un disque d'ouverture $a \sim \frac{\hbar}{mc}$; un méson d'impulsion p dans le centre de masse est donc émis dans un angle $\theta \leq \frac{\hbar}{ap} = \frac{mc}{p}$; les mésons de basse énergie sont émis isotropiquement, alors que les mésons de grande énergie présentent une anisotropie centrée sur l'axe de la collision.

On peut encore exprimer ce résultat en disant que l'impulsion transversale des particules émises est constante et de l'ordre de mc , m désignant la masse de la particule; la théorie d'Heisenberg prévoit donc que les impulsions transversales des particules émises sont, en moyenne, dans le rapport de leurs masses; l'expérience confirme cette prévision.

3.2.3. Critiques du modèle d'Heisenberg

Landau, Rozental et Tchernavsky (RL 54) ont montré que le modèle d'Heisenberg était inapplicable pour des inélasticités inférieures à 0,15, compte tenu des relations d'incertitude.

En effet, le nucléon incident étant supposé concentré dans un volume d'épaisseur $\frac{1}{\gamma_c m} (h \sim 1)$, l'incertitude sur l'énergie est au moins égale à $\gamma_c m$. Il est donc impossible de faire intervenir dans ce modèle des énergies inférieures à $\gamma_c m$, soit une inélasticité inférieure à $\frac{m}{M} \sim 0,15$.

Il n'existe pas de traitement rigoureux des collisions non centrales; il est donc difficile de fixer une limite plus précise que celle donnée par le principe d'incertitude; néanmoins, il semble raisonnable d'admettre que la section efficace est de l'ordre de la section efficace géométrique, ce qui rend difficile l'interprétation du modèle d'Heisenberg tel que nous l'avons présenté.

D'autre part, l'introduction du paramètre d'impact b destiné à expliquer la multiplicité et l'inélasticité rencontrées expérimentalement ne se prête pas à une mesure directe; de même, la liberté qui subsiste pour le choix des constantes de couplage, ne permet pas de vérifier la justesse des arguments d'Heisenberg à l'aide de la nature des particules observées.

Par contre, le spectre des impulsions transversales et la distribution angulaire dans le centre de masse donnent lieu à une vérification expérimentale directe de ce modèle.

3.3. LE MODÈLE DE LEWIS, OPPENHEIMER, ET WOUTHUYSEN

3.3.1. *Introduction*

Lewis, Oppenheimer et Wouthuysen (LW 48, LW 52) ont été les premiers à traiter la production multiple des mésons en admettant des types d'interaction précis entre les mésons et les nucléons; ils ont été guidés par l'analogie avec le bremsstrahlung électrodynamique.

Ce dernier phénomène peut être interprété, d'après Bloch et Nordsieck (BF 37), en supposant que la particule chargée est arrachée à son nuage de photons au moment de l'interaction; dans le cas d'une collision nucléaire, les transitions responsables de l'émission des mésons sont essentiellement celles qui affectent le spin et la charge du nucléon.

La mise en équation de ces principes ne peut être réalisée qu'en admettant quelques hypothèses simplificatrices : le temps de collision est petit par rapport au temps d'émission des mésons; le recul du nucléon dû à l'émission d'un méson peut être négligé.

3.3.2. *Mise en équation*

Les auteurs de ce modèle ont admis 2 types possibles d'interaction méson-nucléon : le couplage pseudoscalaire et le couplage pseudovectoriel; le 1^{er} type d'interaction conduit à des multiplicités trop faibles. Avec le couplage pseudovectoriel, on obtient une multiplicité proportionnelle à $E_p^{1/3}$, E_p désignant l'énergie du nucléon incident.

Compte tenu des hypothèses simplificatrices mentionnées précédemment, cette théorie s'applique particulièrement bien aux collisions dans lesquelles le paramètre d'impact est grand. Dans ce cas, la distribution angulaire des mésons émis est isotrope. Cependant, Lewis a remarqué que l'élément de matrice de collision des nucléons peut introduire une certaine anisotropie dans la distribution angulaire des mésons.

3.4. LE MODÈLE STATISTIQUE DE FERMI-LANDAU

3.4.1. Introduction

Fermi suppose que toute l'énergie disponible lors de la collision est dissipée sous forme de particules créées pendant l'interaction; cette énergie est contenue dans un certain volume V , que Fermi choisit égal à une sphère de rayon $\frac{\hbar}{mc}$ contractée par le facteur de Lorentz γ_c :

$$V = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 \frac{1}{\gamma_c} = \frac{V_0}{\gamma_c} \quad (3.4.1)$$

On peut d'ailleurs se dispenser de fixer une valeur et considérer V comme un paramètre ajustable aux résultats expérimentaux.

Les particules créées sont soumises à des interactions très fortes au moment de la collision; le système atteint donc un certain équilibre statistique et Fermi suppose que cet équilibre précède la phase d'expansion du système. Les caractéristiques de la collision (multiplicité, nature des particules, distributions angulaires...) sont déterminées par l'état statistique dans lequel se trouve le système au moment du maximum de densité d'énergie : toute interaction secondaire postérieure à cet instant est négligée; c'est précisément cette dernière hypothèse que Landau critique et qu'il modifie, dans son système, de façon à tenir compte des interactions secondaires qui peuvent avoir lieu au début de la phase d'expansion du volume d'interaction.

Dans la théorie de Landau, on suppose que l'expansion est gouvernée par une équation du type de celles rencontrées en hydrodynamique relativiste.

3.4.2. Mise en équation

Le traitement mathématique du modèle de Fermi est analogue à celui du problème du rayonnement d'un corps noir; on peut en effet admettre un nombre élevé d'états possibles du système aux grandes énergies.

Comme en thermodynamique, nous écrivons que la densité d'énergie est proportionnelle à la quatrième puissance d'une température T associée au système :

$$\varepsilon = \frac{2KM\gamma_c^2}{V_0} \sim T^4 \quad (3.4.2)$$

K : inélasticité

M : masse du nucléon

γ_c : facteur de Lorentz

$V_0 : \frac{4}{3} \pi \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3$

La densité des particules produites, d'autre part, est proportionnelle à la troisième puissance de T :

$$\frac{n}{V} = \frac{n\gamma_c}{V_0} \sim T^3 \quad (3.4.3)$$

d'où :

$$n \sim V_0^{1/4} \gamma_c^{1/2} K^{3/4} \quad (3.4.4)$$

et l'énergie moyenne des particules émises dans le système du centre de masse est proportionnelle à

$$\bar{\varepsilon} \sim K^{1/4} \gamma_c^{1/2} V_0^{-1/4} \quad (3.4.5)$$

Ces relations montrent que la multiplicité et l'énergie moyenne des particules émises varient comme la racine carrée de l'énergie des nucléons dans le centre de masse, c'est-à-dire comme la racine quatrième de l'énergie du nucléon incident :

$$\begin{aligned} n &\sim E_p^{1/4} \\ \bar{\varepsilon} &\sim E_p^{1/4} \end{aligned}$$

Dans la zone d'énergie à laquelle nous nous intéressons (de 10 à 1000 GeV), nous aurons, plus précisément :

$$n = 1,1 \gamma_p^{1/4} \quad \text{avec} \quad E_p = M\gamma_p \quad (3.4.6)$$

Cette relation ne tient pas compte de la production possible de paires de nucléons-antinuécléons et de mésons lourds; elle suppose donc exclusivement la production de mésons π ; le nombre de traces observées est par conséquent égal aux $2/3$ de n :

$$n^\pm = 0,8 \gamma_p^{1/4}$$

Cette dernière multiplicité devient :

$$n^\pm = 1,2 \gamma_p^{1/4}$$

si l'on tient compte de la production des mésons lourds et des paires de nucléons-antinuécléons. Mais cette production n'est importante qu'aux très grandes énergies.

Dans la première version de son modèle, Fermi ne tient pas compte des restrictions imposées par la conservation de la quantité de mouvement angulaire; la distribution angulaire des particules émises est donc isotrope; pour tenir compte de l'anisotropie observée expérimentalement aux grandes énergies, il propose, dans une deuxième version, de tenir compte de la conservation de la quantité de mouvement angulaire, cette dernière quantité pouvant atteindre des valeurs importantes lorsque le paramètre d'impact de la collision est différent de zéro; cependant Landau a remarqué que le calcul de Fermi conduisait à admettre une vitesse plus grande que celle de la lumière pour la vitesse de

propagation de la perturbation (BS 56); en effet, suivant l'hypothèse de Fermi, la perturbation due à la collision se propage dans tout le volume d'interaction, c'est-à-dire sur une longueur d'environ $\hbar/mc$, alors que la durée de la collision

$$n'excède pas \frac{\hbar}{mc} \cdot \frac{1}{\gamma_c} \cdot \frac{1}{c}$$

Dans le schéma de Landau, les interactions se poursuivent pendant l'expansion : on ne peut plus parler d'un équilibre global du système, mais d'équilibres locaux définis par une température locale; il y a émission de particules lorsque cette température devient inférieure à une certaine limite T_s (de l'ordre de m , dans le système d'unités choisies), dans un élément de volume d'interaction. Le nombre de particules émises est proportionnel à T_s^3 , c'est-à-dire à l'entropie locale s . Landau suppose de plus que l'entropie totale du système est conservée pendant l'expansion et il prend pour entropie initiale :

$$S = sV = E^{3/4} V^{1/4} \quad (3.4.7)$$

E : énergie totale du système

V : volume total de l'interaction

$$\text{Comme Fermi, Landau pose } V = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^3 \frac{1}{\gamma_c}$$

On voit donc que la multiplicité totale est donnée par la même relation que dans le modèle de Fermi.

Naturellement, l'expansion du volume d'interaction n'est pas uniforme : elle est prépondérante dans la direction des nucléons incidents, ce qui conduit aux deux résultats importants suivants :

- l'émission des mésons est fortement anisotrope,
- l'énergie des mésons émis est liée à leur distribution angulaire; les mésons émis au voisinage de l'axe de la collision ont en moyenne une énergie supérieure à celle des mésons émis à grand angle. Autrement dit, l'impulsion transversale est à peu près indépendante de l'angle d'émission de la particule considérée; plus précisément, cette impulsion transversale doit être de l'ordre de m , m représentant la masse de la particule émise.

La nature des particules secondaires est déterminée, dans les deux modèles, par des considérations statistiques, compte tenu de la température du système au moment de l'émission des particules libres; pour Fermi, cette température est celle de l'état qui précède l'expansion : aux grandes énergies, on prévoit donc une création abondante de mésons lourds et de paires de nucléons-antinuécléons, en contradiction avec l'expérience. Par contre, Landau détermine la nature des particules à partir de la température du système en fin d'expansion.

sion, T_s : dans ce cas, on prévoit une création abondante de mésons π , contrairement aux conclusions de Fermi.*

Le modèle statistique de Fermi a fait l'objet de nombreux travaux; la plupart d'entre eux reprennent l'idée de base de Fermi en modifiant la mise en équation de façon à tenir compte des lois de conservation (LJ 54, LJ 55, KJ 56, FG 57, HR 59) d'une manière plus rigoureuse; ces différentes tentatives ne permettent pas, cependant, de concilier de façon satisfaisante les prévisions de la théorie de Fermi avec les résultats expérimentaux: une meilleure approche est obtenue si l'on essaie de tenir compte des interactions secondaires: dans cette perspective il faut mentionner, à côté des modèles du type Landau, les essais de plus en plus fructueux d'introduction d'états excités des nucléons.

3.5. ÉTATS EXCITÉS DES NUCLÉONS

Takagi, puis Kraushaar et Marks (TS 52, KW 54) ont proposé de traiter la collision de deux nucléons en introduisant des états excités instables des deux particules qui interagissent; cette excitation n'est pas nécessairement la même pour les deux nucléons, l'échange d'impulsion pouvant s'accompagner d'un transfert d'énergie; cependant, dans les modèles proposés, on se limite au cas général dans lequel la collision donne naissance à deux isobars identiques.

La vie moyenne de ces isobars doit être comprise entre 10^{-16} et 10^{-21} seconde si l'on tient compte des faits expérimentaux (les deux isobars donnent naissance à deux « cônes » de mésons π dont l'origine coïncide).

Les mésons sont produits dans le centre de masse de chaque nucléon excité, par désintégration de l'isobar suivant un modèle du type de Fermi ou d'Heisenberg; l'inélasticité de l'interaction est liée directement au degré d'excitation des isobars.

Le volume d'interaction V qui intervient dans le modèle statistique de Fermi peut être pris égal à $\frac{4}{3}\pi\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^3$ pour chaque isobar: ceci conduit à des multiplicités sensiblement différentes de celles obtenues par Fermi, même dans le cas d'une collision complètement inélastique

$$\begin{aligned} n &\sim E_p^{3/8} && \text{pour } K = 1 \\ n &\sim \left(\frac{K}{1-K}\right)^{3/4} && \text{pour } K \lesssim 0,7 \end{aligned} \tag{3.5.1}$$

* Koba (KZ 57) a montré qu'une détermination expérimentale précise du rapport de production π/K aux grandes énergies devait permettre de définir la température T_s à laquelle toute interaction cesse entre les particules émises, d'où la possibilité d'estimation des sections efficaces d'interactions $\pi-\pi$ et $\pi-K$.

La multiplicité est donc à peu près indépendante de l'énergie incidente lorsque l'inélasticité est faible; dans ce cas, en effet, l'énergie incidente est essentiellement dissipée en énergie cinétique des isobars.

Une conséquence importante de ce modèle réside dans la distribution angulaire des mésons π émis; l'introduction d'isobars en mouvement relatif l'un par rapport à l'autre conduit à la prévision d'une certaine anisotropie dans le centre de masse du système: si de plus, les deux isobars se déplacent le long de l'axe de l'interaction, c'est-à-dire suivant la direction de la particule incidente, on doit s'attendre à observer, dans le laboratoire, l'émission de deux « cônes de mésons » concentriques; l'un, d'angle au sommet très petit, et contenant des mésons émis à grande énergie, correspond à la désintégration de l'isobar émis en avant dans le centre de masse du système; l'autre, d'angle au sommet beaucoup plus grand, contient les mésons émis par le deuxième isobar: l'énergie des mésons est alors considérablement réduite par le mouvement propre de l'isobar: dans le laboratoire, l'énergie de ces mésons ne dépasse pas quelques milliards d'électron-volts.

L'hypothèse d'un faible transfert d'impulsion transversale aux isobars, dans le centre de masse, semble d'ailleurs confirmée par l'expérience.

L'introduction naturelle de l'inélasticité dans ce modèle et, par conséquent, d'une densité d'énergie moins élevée dans les volumes d'interaction que dans les modèles de Fermi-Landau conduit à une impulsion transversale moyenne des particules émises plus petite que dans ces derniers; de même, on peut prévoir que le rapport de production π/K sera plus élevé que dans les modèles purement statistiques.

Enfin, les isobars peuvent acquérir, pendant la collision, une quantité de mouvement angulaire importante; d'où la possibilité d'observer des émissions coplanaires de mésons π .

3.6. COMPARAISONS DES DIFFÉRENTS MODÈLES PROPOSÉS

En comparant les deux modèles de Fermi-Landau et d'Heisenberg, on doit remarquer que les premiers supposent un temps de collision suffisamment long pour permettre au système d'atteindre un certain état d'équilibre statistique, alors qu'Heisenberg suppose que cet état ne peut être atteint et que la collision s'accompagne d'effets tourbillonnaires; alors que dans le premier cas, la collision et l'expansion sont décrites par des mouvements conservant l'entropie du système, Heisenberg traite l'interaction de deux nucléons en utilisant l'analogie d'un fluide dont les déplacements correspondent à un changement d'entropie du système. Ces deux conceptions conduisent à des résultats entièrement différents: alors que Fermi-Landau prédisent une énergie moyenne des

particules émises assez grande dans le système du centre de masse, et, par conséquent, une multiplicité relativement faible. Heisenberg prévoit pour la même énergie disponible une multiplicité beaucoup plus grande et une énergie moyenne plus petite. La figure (3.1) représente le spectre des particules émises dans le système du centre de masse suivant Fermi, Landau et Heisenberg, pour une énergie incidente arbitraire E_p . Dans une communication à la conférence de Rochester 1957, Lewis reprend le modèle proposé en 1948 (LW 48); il exprime la probabilité de multiplicité n par la relation :

$$P_n \sim \frac{(E^2 - p^2)^{n-1}}{M^{2(n-1)}} \cdot \frac{1}{n![(n-1)!]^2}$$

E : énergie libérée sous forme de mésons π dans le centre de masse

p : somme vectorielle des impulsions des mésons π émis

M : masse du nucléon

Bien que ce résultat ne soit valable qu'aux grandes énergies, son accord avec l'expérience est remarquable aux environs de 10 GeV.

En ce qui concerne la distribution des impulsions transversales des particules émises, le modèle de Fermi prévoit une valeur moyenne déterminée par la température du système T ; elle croît donc avec l'énergie incidente suivant la relation :

$$p_t \sim E_p^{1/2}$$

Ces deux caractéristiques de l'impulsion transversale (valeur moyenne et dépendance de E_p) sont en désaccord avec les prévisions de Landau aussi bien que d'Heisenberg; ces derniers sont conduits à admettre pour l'impulsion transversale une valeur à peu près indépendante de l'énergie incidente; dans le modèle de Landau, elle est déterminée par la température T_s du système en fin d'expansion, ce qui correspond à la masse m des mésons π émis. Dans le modèle d'Heisenberg, la valeur moyenne de p_t est liée à la masse des particules émises :

$$p_t \sim m$$

Les deux théories sont donc équivalentes dans le cas des mésons π ; mais pour les particules plus lourdes (mésons K , nucléons...) Heisenberg prévoit une impulsion transversale plus élevée que Landau; l'expérience semble confirmer les prévisions d'Heisenberg.

Le problème posé par la nature des particules émises reçoit également des solutions bien différentes suivant les modèles proposés; pour Fermi, la production des mésons lourds et des paires de nucléons-antinuécléons doit jouer un rôle important aux grandes énergies étant donné la température du système au moment de l'équilibre statistique. Pour la même raison, Landau prévoit principalement la production de mésons π , compte tenu de la température

TABLEAU 3.1

Principales caractéristiques des modèles d'interactions nucléon-nucléon décrits dans le chapitre 3

Modèle	Fermi	Landau	Heisenberg	Kraushaar-Marks
Impulsion transversale		$p_t \sim m_{\pi} c$	$p_t \sim m c$ m : masse de la particule	
Multiplicité	$\sim Ep^{1/4}$	$\sim Ep^{1/4}$	$\sim 2,4 Ep^{0,17}$	$\sim Ep^{3/8}$ et dépend de K
Inélasticité	$K - 1$	$K - 1$	Dépend du paramètre d'impact $\bar{K} \sim 0,5 Ep^{-0,175}$	Dépend du paramètre d'impact $K < 1$
Energie moyenne des particules dans le CM	$1,3 Ep^{1/4}$	$1,3 Ep^{1/4}$	$2,5 Ep^{0,155}$	—
Spectre des particules secondaires	Valeur moyenne élevée	Valeur moyenne élevée quelques particules émises à très grande énergie	Valeur moyenne petite distribution: $\frac{1}{\varepsilon^2}$	Discontinu (particules émises en avant à grande énergie)
Anisotropie	Faible anisotropie due à la conservation de la quantité de mouvement angulaire	Forte anisotropie croît avec Ep	Forte anisotropie pour K petit	Forte anisotropie pour K petit

Ts mise en jeu en fin d'expansion; Heisenberg admet qu'en choisissant des constantes de couplage convenables, on peut ajuster son modèle aux résultats expérimentaux. Enfin, les modèles isobariques prévoient en général une production relativement faible de particules étranges et de nucléons; ceci résulte de la densité d'énergie qui règne dans les volumes d'interaction, alors plus faible que dans le cas du modèle de Fermi.

L'inélasticité n'est introduite dans le modèle de Fermi que de façon artificielle, afin de tenir compte des résultats expérimentaux. On est alors conduit à supposer une forme géométrique bien définie du volume d'interaction; ces hypothèses sont généralement complétées par d'autres plus ou moins justifiées sur la structure des nucléons (FE 56, BH 53).

Dans le modèle d'Heisenberg, nous avons vu que l'introduction de l'inélasticité soulevait des difficultés fondamentales (voir 3.2.3). Landau, lui, peut interpréter l'inélasticité par l'émission d'une ou deux particules de très grande énergie suivant l'axe de la gerbe, mais ces particules ne sont pas nécessairement des nucléons, et cette définition de l'inélasticité ne correspond pas exactement aux conceptions habituelles.

Seul le modèle isobarique introduit naturellement la notion d'inélasticité; il permet de plus d'expliquer une certaine anisotropie de la distribution angulaire des particules émises.

Le tableau 3.1 résume les principaux caractères des différents modèles décrits dans ce chapitre.

3.7. NATURE DES COLLISIONS NUCLÉAIRES DE GRANDE ÉNERGIE

3.7.1. *Introduction*

Dans les paragraphes précédents, nous avons exposé quelques tentatives théoriques d'interprétation des collisions nucléon-nucléon; nous allons maintenant examiner les difficultés supplémentaires introduites par la présence, dans la plupart des expériences, de noyaux complexes dans la cible; l'examen de ces difficultés nous permettra de juger dans quelles limites les résultats expérimentaux peuvent être extrapolés de façon à fournir des renseignements utiles sur le mécanisme des collisions purement nucléoniques; il est possible, par exemple, que les caractères essentiels des collisions nucléon-nucléon soient peu affectés par les effets de cascade intranucléaire lorsque ces derniers se présentent sous une forme donnée.

Supposons que les nucléons soient répartis dans un noyau de telle façon que leur distance effective soit de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen d'interaction dans la matière nucléaire $L \sim 4 \times 10^{-13}$ cm; les produits d'une

collision avec un nucléon du noyau sont contenus dans un cône d'angle au sommet θ tel que $\operatorname{tg} \theta \sim \frac{1}{\gamma_c}$. Pour $E_p = 50$ GeV, cet angle est de l'ordre de

11° , alors que l'angle apparent du deuxième nucléon situé sur l'axe de la gerbe est de l'ordre de 25° ; on peut donc admettre que la collision secondaire se produit simultanément entre tous les produits du premier choc et le deuxième nucléon; cette hypothèse est justifiée si l'on tient compte de la vitesse relativiste de la plupart des produits de la collision.

Terashima (3.7.2) utilise directement ces considérations dans son modèle d'interaction nucléaire (TY 55).

Au-delà de 10 GeV, la collimation des produits de collision est telle qu'on peut admettre la formation d'un « tunnel » dans le noyau, en dehors duquel la collision ne présente que des effets d'excitation secondaire; Kaplon et Mc Cusker ont développé un modèle tenant compte de cet effet (KM 52, MC 53).

Partant d'un autre point de vue, Cocconi et Landau estiment qu'il n'est pas justifié de parler de collisions nucléon-nucléon aux grandes énergies; d'après ces auteurs, la particule incidente interagit globalement avec tous les nucléons contenus dans le tunnel (CG 54, LD 53); Ivanovskaya déduit de ces modèles une relation précise entre la multiplicité, l'énergie incidente, le nombre de nucléons intéressés et le γ_c de la transformation de Lorentz (LI 57).

On peut aussi tenter d'extrapoler aux grandes énergies les résultats obtenus par application du modèle optique aux interactions nucléaires; en fait, c'est à ces énergies que le modèle optique doit en principe être appliqué, à condition que de nouveaux phénomènes ne viennent pas s'introduire lorsqu'on passe du domaine où le modèle optique est habituellement appliqué aux interactions de grande énergie.

Nous allons examiner les différentes conceptions énumérées ci-dessus; leur conjugaison avec l'un des modèles d'interaction nucléon-nucléon décrits précédemment doit permettre une interprétation exacte des résultats expérimentaux.

3.7.2. *Le Modèle de Terashima*

Terashima a discuté l'application du modèle statistique de Fermi et du modèle d'Heisenberg aux collisions nucléon-noyau, en supposant que les produits d'une première collision nucléon-nucléon interagissaient en bloc avec le nucléon suivant compris dans le noyau. La figure (3.2) montre comment varie la multiplicité des particules chargées en fonction de l'énergie primaire et du nombre de nucléons mis en jeu dans l'interaction: on voit sur cette figure que le modèle de Fermi ne conduit pas à des résultats sensiblement différents

de ceux d'Heisenberg; ceci résulte du fait que l'énergie contenue dans un cône d'angle au sommet déterminé θ dépend peu de l'inélasticité de l'interaction; or, cette énergie détermine la multiplicité de l'interaction secondaire.

Cependant, l'énergie mise en jeu dans les collisions successives sera d'autant plus importante que l'inélasticité sera grande; le modèle de Fermi doit donc conduire à une dégradation du γ_c plus rapide que dans le cas du modèle d'Heisenberg; l'évaluation expérimentale de l'énergie incidente, lorsqu'elle est basée sur la distribution angulaire des particules, donnera par conséquent une valeur systématiquement sous-estimée si l'inélasticité est grande.

3.7.3. *Modèles introduisant un « tunnel nucléaire »*

Lorsque l'énergie primaire atteint une certaine valeur, les produits de la collision sont confinés dans un « tunnel » dont la section est à peu près celle d'un nucléon; l'axe de ce tunnel est défini par l'axe de la gerbe. Toute la matière nucléaire comprise dans le tunnel prend part à l'interaction alors que le noyau résiduel n'acquiert qu'une excitation relativement faible. Cette idée du tunnel nucléaire est due à Kaplon et Ritson (KM 52). Roesler et McCusker (MC 53) en ont donné une version précise, dans laquelle les caractéristiques de la collision pure n - n sont introduites sous forme d'une fonction arbitraire qu'on peut expliciter à posteriori.

Dans ce modèle, et d'une façon générale dans tous les modèles traitant des collisions nucléaires, il est intéressant d'examiner le rôle joué par le noyau excité, l'expérience permet en effet de discriminer les collisions dans lesquelles une fraction du noyau ne reçoit qu'une excitation de quelques centaines de MeV, à l'aide des traces ionisantes. Heitler et Terreaux (HW 53) considèrent que la création d'un tunnel dans le noyau ne communique qu'une faible excitation au noyau résiduel, étant donné le petit nombre des mésons π émis en dehors du tunnel et leur énergie relativement faible; l'excitation due au tunnel lui-même dépend de son importance, mais il semble qu'elle reste inférieure à 100 MeV dans les cas les plus défavorables et pour des noyaux lourds. On peut donc prédire que dans de telles collisions le nombre de traces d'évaporation et leur énergie seront faibles. Cependant, Cocconi remarque (CG 54) que si la théorie d'Heisenberg est correcte, on doit avoir, aux grandes énergies, une section efficace nucléon-nucléon assez importante pour que tout le noyau soit intéressé par la collision: il n'y a plus, alors, d'effet tunnel.

3.7.4. *Le modèle de Cocconi*

Cocconi propose de considérer comme un tout la matière nucléaire comprise dans le tunnel, la particule incidente entrant alors simultanément en collision avec un ensemble de nucléons.

Si le tunnel contient n nucléons, le γ_c de la transformation de Lorentz est alors donné par la relation :

$$E_p = nM \left[(\gamma_c^2 - 1) + \gamma_c \left(\gamma_c^2 - 1 + \frac{1}{n^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3.7.1)$$

E_p : énergie de la particule incidente

M : masse du nucléon

Soit la valeur approchée :

$$E_p \sim 2nM\gamma_c^2 \quad (3.7.2)$$

L'énergie disponible dans le centre de masse est égale à :

$$E^* = M \left(2n \frac{E_p}{M} + n^2 + 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.7.3)$$

Soit :

$$E^* \sim 2nM\gamma_c \quad (3.7.4)$$

Comme dans le modèle de Fermi, la densité d'énergie est égale à $\frac{2nM\gamma_c^2}{nV_o}$ le spectre des particules émises est donc identique au spectre de Fermi. On peut également traiter cette collision à l'aide du modèle de Landau.

Si nous utilisons le modèle statistique, la multiplicité est donnée par la relation :

$$N \sim n\gamma_c^{\frac{1}{2}} \sim \frac{n}{\theta_{\text{med}}^{\frac{1}{2}}}$$

θ_{med} : angle médian de la gerbe

Soit :

$$N \sim n^{3/4} \gamma_p^{1/4} \quad (3.7.5)$$

Nous retrouvons le résultat de Terashima, à savoir la dépendance linéaire de N en fonction de n , lorsqu'on prend θ_{med} comme mesure de l'énergie primaire.

Koba (KZ 57) a discuté l'application du modèle d'Heisenberg aux collisions du type de Cocconi, et trouve que la multiplicité est proportionnelle à $n^{3/4}$; le spectre d'énergie des mésons émis dans le centre de masse est le même que dans une collision pure, l'énergie maximum permise étant cependant réduite par un facteur $n^{1/2}$.

3.7.5. Conclusion

On peut se demander si l'application des conceptions de McCusker et de Cocconi est raisonnable dans notre cas : d'une part, la cible ne contient pas de noyaux lourds; exception faite des parois de cuivre, le carbone représente l'élément le plus lourd de la cible proprement dite.

D'autre part, l'énergie des particules incidentes se situe comme nous le verrons au chapitre 6, aux environs de 100 GeV, dans ces conditions, il devient difficile de justifier les idées de base des modèles exposés dans les paragraphes 3.7.3 et 3.7.4.

Par contre, nous pouvons comparer les résultats expérimentaux aux prévisions données par un modèle du type de Terashima légèrement modifié, en admettant qu'aux environs de 100 GeV et pour des noyaux légers, la collision donne lieu à une superposition d'interactions élémentaires n - n dans le noyau; B. French (FB 58) a d'ailleurs montré qu'une telle conception conduisait à des prévisions très proches des résultats expérimentaux.

Supposons d'abord que, parmi les produits d'une première interaction, seul le nucléon secondaire émis en avant avec, en moyenne, 70 % de l'énergie primaire, interagit avec un deuxième nucléon du noyau; cherchons la probabilité P_n pour qu'un nucléon interagisse ainsi n fois avec n nucléons du noyau :

Soient L le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau et l la longueur totale parcourue dans le noyau. On a :

$$\begin{aligned}
 P_0 &= e^{-l/L} \\
 P_1 &= \int_0^l e^{-x/L} \frac{dx}{L} e^{-(l-x)/L} = e^{-l/L} \frac{l}{L} \\
 &\dots\dots\dots \\
 P_n &= e^{-l/L} \left(\frac{l}{L}\right)^n \frac{1}{n!}
 \end{aligned}$$

La longueur l est liée à la distance r du centre du noyau par la relation :

$$\begin{aligned}
 R^2 &= r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2 \\
 R &= \text{rayon du noyau} = 1,3 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \\
 A &= \text{nombre atomique du noyau considéré.}
 \end{aligned}$$

La probabilité P_n avec laquelle un nucléon engendre n collisions dans le noyau est donc égale à

$$P_n = \frac{n+1}{2} \left(\frac{L}{R}\right)^2 - (n+1) e^{-2R/L} \left[\frac{2^n}{(n+1)!} \frac{R^{n-1}}{L^{n-1}} + \frac{2^{n-1}}{n!} \left(\frac{R}{L}\right)^{n-2} + \frac{1}{2} \left(\frac{L}{R}\right)^2 \right]$$

La figure (3.3) donne quelques indications sur la valeur de P_n dans le carbone et le cuivre; nous avons pris $\sigma_{pp} = 30 \text{ mb}$.

A l'aide de ces résultats, on peut évaluer le nombre moyen $\bar{n}$ de collisions par noyau :

$$\bar{n} = \frac{4}{3} \frac{R}{L(1-P_o)}$$

P_o : probabilité avec laquelle un nucléon traverse un noyau sans donner lieu à une interaction.

Pour le carbone et le cuivre, on trouve respectivement :

$$\bar{n}_C = 1,88 \quad \bar{n}_{Cu} = 2,64$$

Nous comparons ces prévisions aux résultats expérimentaux lors de l'étude de la nature de l'interaction (ch. 7).

3.8. LES MODÈLES THÉORIQUES ET L'EXPÉRIENCE

Du point de vue de l'expérimentateur, il est parfois difficile de décider entre tel ou tel modèle, les résultats expérimentaux n'étant pas assez précis, en général, pour permettre un choix définitif; il faudrait accroître considérablement l'information expérimentale, tant du point de vue qualitatif (mesure directe de l'énergie incidente, cible d'hydrogène pur...), que du point de vue quantitatif (détermination de l'anisotropie, spectre des impulsions...), pour remédier à cette situation. D'autre part, on peut toujours introduire dans les modèles proposés des paramètres libres permettant d'ajuster les prévisions aux résultats expérimentaux (volume d'interaction de Fermi, paramètre d'impact d'Heisenberg...); cet arbitraire diminue considérablement la valeur intrinsèque des théories proposées pour l'interprétation de collisions de grande énergie.

Il est donc naturel de rechercher de nouvelles descriptions, même incomplètes, des interactions nucléaires, en se limitant aux résultats expérimentaux bien établis; parmi ceux-ci, le spectre des impulsions transversales et l'anisotropie sont les plus intéressants.

Quelques auteurs ont essayé d'établir un modèle du type décrit en 3.5, en n'utilisant que les résultats connus sur la distribution angulaire et le spectre des particules émises (NK 58, CP 58...). Nous reprendrons une analyse analogue dans l'interprétation de nos résultats (voir chap. 7).

4. CONDITIONS EXPÉRIMENTALES SÉLECTION ET MESURE DES ÉVÉNEMENTS

4.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'exposer les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons effectué l'expérience.

Dans un premier paragraphe, nous rappelons les principales caractéristiques du rayonnement cosmique rencontré au Jungfraujoch.

Puis, nous décrivons succinctement l'appareillage, c'est-à-dire la chambre de Wilson utilisée et son champ magnétique; nous limitons cette description aux données indispensables à la compréhension des résultats expérimentaux obtenus.

Le paragraphe 4 est consacré au problème de la sélection des événements au stade du dépouillement des films; en particulier, nous examinons les différents biais pouvant être introduits par cette sélection, et nous en déduisons quelques conséquences importantes pour l'analyse des résultats.

Lorsque les événements sont sélectionnés, le premier problème à résoudre est leur reconstruction géométrique dans l'espace, reconstruction rendue difficile, dans notre cas, par les conditions géométriques peu favorables; nous décrivons notre méthode de détermination de l'origine des gerbes et du choix de l'axe. Nous complétons cette description par une étude de la contamination électronique des gerbes; cette contamination peut introduire des erreurs importantes dans le choix de la transformation de Lorentz; nous avons donc insisté sur cette question afin de justifier les développements ultérieurs de notre méthode.

Enfin, nous décrivons le procédé employé pour retrouver le système dans lequel l'interaction se présente sous sa forme la plus simple, c'est-à-dire le système du centre de masse des particules qui entrent en collision. La transformation de Lorentz impliquée dans ce calcul n'est malheureusement pas connue avec précision; mais nous constaterons que, pour quelques caractéristiques importantes, les résultats dépendent peu de la valeur choisie pour cette transformation.

Dans tout ce chapitre, nous nous limitons à l'exposé des méthodes employées et nous reportons l'exposé des résultats et leur discussion aux chapitres suivants.

4.2. CONDITIONS EXPÉRIMENTALES AU JUNGFRAUJOCH

Dans la zone d'énergie qui nous intéresse (soit entre 10 et 1000 GeV) on peut représenter le spectre des protons primaires par la loi :

$$N(E)dE \sim E^{-2,5}dE$$

E étant exprimé en GeV.

La nature des particules incidentes est difficile à définir avec certitude ; il s'agit essentiellement d'évaluer la contamination en mésons π du flux de protons incidents, car les autres particules (mésons lourds, hyperons) ne représentent probablement qu'une faible fraction du flux primaire.

La contamination mésonique peut être estimée en tenant compte du nombre de particules non directement associées à la gerbe mais contemporaines de celle-ci et approximativement parallèles à l'axe de la gerbe ; en effet, lorsqu'une gerbe est accompagnée de telles traces, il est probable que la particule incidente est un méson π d'une gerbe dont l'origine peut être située très au-dessus de la chambre (gerbe produite dans l'air, dans le toit du laboratoire, et, plus vraisemblablement, dans la neige recouvrant parfois ce toit).

Nous avons ainsi identifié une vingtaine de telles gerbes parmi les photographies correspondant aux 116 interactions produites dans la cible ; 3 d'entre elles étaient effectivement accompagnées d'un événement sélectionné.

On peut donc estimer que la contamination mésonique, tout en n'étant probablement pas complètement négligeable, ne joue pas un rôle très important dans les conditions expérimentales réunies au Jungfraujoch.

4.3. L'APPAREILLAGE

4.3.1. La chambre

La chambre de Wilson et son aimant ont été décrits en détail par J. A. Newth (NJ 54).

Les dimensions intérieures de la chambre sont de $55 \times 55 \times 23$ cm, le volume éclairé étant sensiblement plus petit afin de réduire la quantité de lumière diffusée par les murs (fig. 4-1).

La chambre est remplie d'oxygène et d'argon (12,5% d'oxygène, 77,5% d'argon) et l'atmosphère est saturée par une solution d'alcool. La pression absolue dans la chambre est d'environ 85 cm de mercure.

Chaque expansion rapide est suivie d'un temps mort de 4 minutes.

4.3.2. Le champ magnétique

Le volume utile de la chambre est placé dans un champ magnétique d'environ 5000 gauss obtenu à l'aide d'un aimant de 14 tonnes (8 tonnes de fer, 6 tonnes de cuivre) et dissipant 30 kW.

Au cours de l'expérience, le courant d'excitation est maintenu entre 80 et 86 Ampères, donnant un champ magnétique de 5100 ± 200 Gauss, uniforme à $\pm 3\%$ dans un volume de $60 \times 60 \times 30$ cm.

Evaluation du moment maximum détectable

Les principales sources d'erreur dans la mesure des rayons de courbure proviennent des distorsions dues aux courants de convection présents dans la chambre au moment de l'expansion; bien qu'un système de thermostatisation relativement complet ait été mis en œuvre, ces distorsions restent importantes dans notre cas, à cause des changements de température rapides et importants rencontrés au Jungfraujoch.

Dans ces conditions, on peut admettre que le moment maximum détectable ne dépend pas sensiblement du rayon de courbure; cependant, dans le cas des traces courtes, les erreurs dues à la diffusion des ions ne sont plus négligeables; afin de tenir compte de ce dernier effet, nous avons admis que la flèche d'erreur était donnée par une expression de la forme :

$$S = a + bL^{-1/2}$$

dans laquelle L représente la longueur de la trace mesurée;

$$S = \frac{L^2}{8R}$$

R : rayon de courbure de la trace.

Empiriquement, nous avons pris : $a = 0,94 \times 10^{-2}$ cm

$$b = 5,17 \times 10^{-2} \text{ cm}^{3/2}$$

4.3.3. La cible

La cible dans laquelle les gerbes sont produites doit être placée le plus près possible de la région illuminée de la chambre; en effet, notre système de reconstruction dans l'espace nécessite la connaissance de la position géométrique de l'origine de la gerbe; cette détermination est d'autant plus précise que l'origine est moins éloignée de la région illuminée. De plus, on réduit de cette façon la probabilité de perte de traces secondaires.

D'autre part, l'introduction d'un corps solide dans la chambre conduit à une réduction importante du moment maximum détectable, en réduisant éventuellement la longueur mesurable et en donnant naissance à des courants

de convection plus importants ; afin de tenir compte de ces différentes remarques, nous avons placé la cible à la partie supérieure de la chambre, dans une région invisible par les caméras ; de cette façon, l'extrapolation géométrique nécessaire pour la reconstruction de la gerbe n'est pas supérieure à 10 cm et le moment maximum détectable n'est pas sensiblement affecté par la présence de la cible. Cependant, cette disposition géométrique ne permet pas de photographier la particule primaire responsable de l'interaction, ce qui entraîne quelques difficultés pour le choix de l'axe (voir 4.5.4).

La cible est constituée par un bloc de paraffine de $54 \times 21 \times 6$ cm.

Si on admet un libre parcours moyen des protons de plus de 20 GeV/c égal à 51 g/cm^2 dans l'hydrogène et 76 g/cm^2 dans le carbone (AK 57) le libre parcours moyen dans la paraffine est égal à 59 g/cm^2 , en bon accord avec les mesures expérimentales de Walker (WW 50).

Dans ces conditions, l'épaisseur moyenne de la cible a été limitée à 6 cm environ, ce qui correspond au $1/10$ du libre parcours moyen, donc à une probabilité d'interaction secondaire des nucléons inférieure à 10 %.

Toutes les gerbes ne sont pas produites dans la cible de paraffine ; une large fraction d'entre elles provient du « toit » de la chambre, constitué essentiellement par une plaque de cuivre de 6 mm d'épaisseur et situé immédiatement au-dessus de la cible.

Etant donné les difficultés de reconstruction de l'origine des gerbes, un grand nombre d'événements produits apparemment à la limite supérieure de la paraffine peuvent en réalité provenir de la plaque de cuivre. Pour tenir compte de cette difficulté, nous avons classé les événements en deux catégories :

- dans la première catégorie figurent les événements bien localisés dans la paraffine,
- l'autre catégorie contient tous les autres événements, c'est-à-dire ceux produits dans le cuivre et ceux pour lesquels les erreurs sur l'origine ne permettent pas une localisation certaine dans la paraffine.

Cette distinction joue un rôle important dans la discussion sur la nature de l'interaction.

4.3.4. *Système de sélection électronique*

La chambre est commandée par quatre séries de compteurs Geiger disposés suivant la figure 4.1.

Chaque série comprend huit compteurs de 2×60 cm séparés, en *C* et *D*, par une feuille de plomb de 0,5 cm. Les compteurs de la série A sont couplés en parallèle, les compteurs des trois autres séries alimentent un circuit d'addition.

L'expansion de la chambre est commandée par la condition :

$$A \geq 1 \quad B \geq 3 \quad C \geq 2 \quad D \geq 2$$

$A \geq 1$ correspond à l'arrivée dans la chambre d'une particule au moins pouvant donner une interaction dans la cible.

$B \geq 3$ élimine les mésons μ et les interactions qui ne donnent pas lieu à une production multiple.

$C \geq 2$ et $D \geq 2$ éliminent en grande partie les gerbes électromagnétiques pouvant être confondues avec des gerbes de mésons π . Dans ce but, les trois séries de compteurs B , C , D sont séparées par deux blocs de plomb de 10 cm d'épaisseur dans lesquelles les gerbes électromagnétiques engendrent des cascades.

Cette sélection permet d'obtenir en moyenne deux événements intéressants pour 24 heures de fonctionnement, soit environ 150 expansions de la chambre (taux de sélection : 7,6 à l'heure, taux de prise de vue : 4,9 à l'heure).

La condition $B \geq 3$ et, à un moindre degré, les conditions $C \geq 2$ $D \geq 2$, conduisent à une sélection non uniforme des événements en favorisant les grandes multiplicités. L'effet de cette erreur systématique sur la sélection des événements est étudié en (5.2).

4.3.5. Film. Marques fiduciaires

La prise de vue est effectuée par deux caméras distantes de 8,8 cm. La distance moyenne de la zone illuminée au plan des objectifs est de 50 cm; les difficultés de reconstruction dues à la petitesse de l'angle stéréoscopique sont examinées en (4.5). Les objectifs sont du type à grande ouverture (Leitz Hektor $f = 2,8$ cm, 1/6,3).

Deux flashes de 60 cm sont placés de part et d'autre de la chambre pour l'illumination; ces flashes dissipent chacun 4000 joules par décharge.

Le système de reconstruction adopté nécessite la mise en place de marques fiduciaires dans le champ des objectifs; une grille constituée de 2×5 fils de tungstène remplit ce rôle, et permet également de corriger dans une certaine mesure les distorsions optiques engendrées par les objectifs des caméras et le système de reprojection (voir 4.5).

4.3.6 Estimation de l'ionisation

La mesure simultanée de l'ionisation et de l'impulsion permet en général d'identifier la nature de la particule.

La mesure de l'ionisation nécessite le comptage d'ions formés sur une longueur donnée. Cette mesure peut être effectuée à l'aide de la technique des comptages (FW 56), ou de la méthode photométrique (BE 55).

Ces deux méthodes permettent des mesures d'ionisation relative avec une erreur inférieure à 20 %. Dans notre cas, cette précision n'est pas nécessaire car l'impulsion n'est pas connue en général avec une telle précision ; d'une part, la mesure de la courbure d'une trace ionisante est moins précise, à longueur mesurée égale, qu'une trace au minimum d'ionisation ; d'autre part, les traces ionisantes associées aux gerbes de grande énergie sont émises en arrière dans le centre de masse du système, donc émises en général à grand angle dans le système du laboratoire, ce qui réduit sensiblement la longueur moyenne mesurable de la trace.

Pour cette raison, nous n'avons fait aucune mesure d'ionisation, mais simplement une estimation relative en comparant la densité de la trace à la densité des traces au minimum d'ionisation contenues dans la même photographie.

4.4. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS

4.4.1. *Nombre de photographies — Conditions de dépouillement*

15.000 photographies ont été prises, représentant environ 600 interactions de haute énergie.

Le dépouillement de ces photographies a été effectué par projection successive des deux vues du même événement ; bien qu'en général deux observateurs indépendants aient pris part à ce dépouillement, nous estimons qu'il subsiste une erreur systématique se traduisant par une efficacité de dépouillement de l'ordre de 90 % pour les faibles multiplicités. Cette erreur venant s'ajouter à l'effet entraîné par la sélection des compteurs (voir 4.3), il n'est pas possible d'utiliser nos résultats, pour en déduire certaines informations statistiques sur les propriétés des interactions de haute énergie ; supposons par exemple que l'inélasticité d'une interaction soit proportionnelle, à énergie bien définie, à la multiplicité des mésons π produits : pour une énergie primaire de l'ordre de 25 GeV, la multiplicité moyenne étant de 3,4, l'erreur systématique sur la détection des faibles multiplicités tendrait à augmenter sensiblement l'inélasticité moyenne apparente à cette énergie.

Mais une autre considération expérimentale nous oblige à choisir une limite inférieure de multiplicité égale à 5 ; dans ces conditions les erreurs de dépouillement et de sélection électronique ne sont plus sensibles. En effet, nous avons déjà mentionné en 4.3 que les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons travaillé ne permettaient pas de photographier la particule incidente, d'où la nécessité de déduire l'axe de l'interaction (c'est-à-dire la direction de la particule primaire) de la distribution angulaire des particules secondaires. Nous examinerons en 4.5 la question du choix de l'axe, mais

il est important de remarquer ici que cette méthode nécessite une multiplicité assez grande; par expérience, nous avons trouvé qu'un minimum de 5 traces était nécessaire pour déterminer l'axe avec une précision suffisante.

Ajoutons que la détermination de l'origine impose également, bien qu'à un moindre degré, une multiplicité suffisante.

Les considérations précédentes conduisent donc à une première condition de sélection des gerbes :

$$n \geq 5$$

Inversement, une trop grande multiplicité rend difficile la mesure de la gerbe; d'une part, la superposition des traces sur les photographies rend leur identification impossible; en général, il est possible de repérer une trace donnée par sa « structure », identique sur les deux vues; cette identification est d'autant plus difficile que la « densité » des traces augmente; elle devient complètement impossible pour les « jets » dans lesquels plusieurs traces se superposent. D'autre part, et pour la même raison, il est impossible de mesurer avec précision le rayon de courbure des traces superposées.

Nous avons donc fixé une deuxième condition de sélection des gerbes :

$$n \leq 15$$

Le troisième critère de sélection tient compte également de la mesurabilité des événements, en classant les gerbes suivant le degré de distorsion dans la chambre. En effet, l'étude d'une interaction nucléon-nucléon de l'ordre de 100 GeV nécessite la connaissance non seulement de la distribution angulaire des particules secondaires, mais aussi de leur quantité de mouvement.

Pratiquement, nous avons sélectionné les gerbes dans lesquelles les traces étaient mesurables sur les $2/3$ au moins de leur longueur apparente dans la chambre; nous avons donc rejeté les événements qui comprenaient des traces dont le tiers de la longueur et plus n'était pas utilisable pour la mesure du rayon de courbure à cause des distorsions dues aux convections thermiques.

Ce choix n'implique pas que pour toutes les traces nous sommes en mesure de fixer un rayon de courbure déterminé; étant donné la limite imposée par le moment maximum détectable, il n'est pas possible d'échapper à cette difficulté dans les conditions expérimentales données, si l'on ne veut pas introduire des erreurs systématiques en choisissant une sélection qui favoriserait les faibles quantités de mouvement. Nous nous sommes donc limités au critère de sélection précité. Ce critère ayant simplement pour but de sélectionner les gerbes prises dans de bonnes conditions expérimentales.

Pour la même raison, nous avons introduit un critère de sélection qui tient compte de la « géométrie » de la gerbe par rapport à la chambre. Une telle sélection est nécessaire si on veut réduire la probabilité de perdre des traces dans les parois de la chambre et augmenter la longueur moyenne des

TABEAU 4.1
Résultats du dépouillement de 15 000 photographies

Nombre total d'événements	Evénements mesurables	Evénements éliminés				
		$n < 5$	$n > 15$	Géométrie	Distorsion	$n_{\text{ion}} > 1$
595	156	171	52	107	62	16
						31

Sur les 156 événements théoriquement mesurables, 116 ont été effectivement mesurés,
les autres ayant été photographiés sans grille de référence dans la chambre.

traces visibles. Toutefois, il faut remarquer que ce critère doit être choisi de telle façon qu'il n'engendre pas une erreur systématique dans le choix des gerbes, en rejetant par exemple, des interactions dans lesquelles les particules secondaires sont émises à grand angle.

Compte tenu de cette dernière remarque, nous avons sélectionné les gerbes dont l'axe était compris dans un trapèze ayant pour bases les limites horizontales supérieure et inférieure de la chambre, la petite base représentant la moitié de la largeur visible de la chambre, la grande base comprenant toute cette largeur.

Etant donné que cette sélection géométrique est réalisée sur les deux photographies, c'est-à-dire sur deux projections coniques de l'événement, le volume défini par le critère ne permet pas d'éliminer les événements produits aux limites avant et arrière de la région illuminée; il est donc nécessaire de rejeter quelques événements après reconstruction dans l'espace (voir 4.5).

Finalement, nous avons introduit un critère sélectionnant les interactions dans lesquelles il n'y a pas plus d'une trace ionisante, c'est-à-dire dont l'ionisation relative est supérieure à $1,5 I_o$, I_o représentant l'ionisation minimum observée sur la même photographie. Nous avons admis cependant une exception à cette règle, en incluant dans notre sélection les événements dans lesquels les traces ionisantes étaient des mésons π bien identifiés. Ce critère n'a pas seulement pour but de rejeter les interactions complexes nucléon-noyau; il est également nécessaire du point de vue du choix du γ_c (voir 4.6); il est en effet difficile d'attribuer un sens quelconque au γ_c d'une gerbe comprenant plusieurs traces ionisantes, sauf dans le cas de traces ionisantes de très faible énergie, provenant d'une simple excitation du noyau.

Nous avons également rejeté les interactions présentant un caractère exclusivement électromagnétique dans lesquelles l'angle des particules secondaires avec l'axe n'est pas sensiblement différent de zéro.

Le tableau 4.1 résume les différentes considérations précédentes.

4.5. MESURE DES GERBES — RECONSTRUCTION DANS L'ESPACE

4.5.1. *Mesure des rayons de courbure — détermination des impulsions*

Les gerbes sélectionnées ont été mesurées à l'aide d'un agrandisseur classique équipé d'un objectif Schneider Componon $1/4 f = 5$ cm et monté sur un socle rigide permettant de dessiner les gerbes avec la précision du dixième de millimètre sur un agrandissement 1/1 par rapport aux dimensions de la chambre.

Lorsque la trace d'une particule possédait un rayon de courbure mesurable, nous avons déterminé son impulsion à l'aide de la relation :

$$p = 300 \text{ HRZc}$$

H = champ magnétique moyen = 5100 Gauss

R = rayon de courbure apparent (cm)

Z = agrandissement moyen de la trace

c = facteur de géométrie tenant compte de l'inclinaison de la trace sur l'axe perpendiculaire au plan de mesure

p = impulsion en eV/c.

Pour le rayon de courbure R , nous n'avons pas tenu compte, en général, de la correction de projection conique, et nous avons simplement posé :

$$2R \sim R_g + R_d$$

R_g et R_d désignant les rayons de courbure mesurés sur les deux vues. La correction de projection conique devient importante pour les traces courtes éloignées des axes optiques, et faisant un angle important avec le plan de mesure.

La mesure des rayons de courbure a été effectuée à l'aide de calibres gravés sur des feuilles d'aluminium; ces calibres ont permis la mesure de rayons de courbure jusqu'à 60 m, soit environ 15 GeV/c; afin de corriger les distorsions optiques dues aux objectifs des caméras et de l'agrandisseur, la trace à mesurer était projetée de façon à annuler la distorsion optique des fils de la grille de référence placés au voisinage immédiat de la trace : cette projection était obtenue en déplaçant la photographie par rapport à l'objectif de l'agrandisseur.

Pour chaque trace, nous avons également estimé une longueur mesurable permettant de calculer le moment maximum détectable suivant la relation empirique donnée en 4.3. Cette dernière quantité M est utilisée pour préciser les erreurs sur l'impulsion :

$$dp = \pm \frac{p^2}{M \mp p}$$

4.5.2. Détermination de l'origine

Les rayons de courbure étant mesurés, chaque trace a été dessinée à l'aide des gabarits correspondants; pour déterminer l'origine de l'interaction, les tracés ont été extrapolés avec le même rayon de courbure jusqu'au point d'intersection commun dans la cible. Cette extrapolation est justifiée dans le cas des interactions engendrées dans la paraffine ou dans le toit de la chambre, car le champ magnétique reste à peu près uniforme dans toute cette région,

mais dans quelques cas (interactions produites au-dessus de la chambre, dans les compteurs, etc.) l'extrapolation avec le même rayon de courbure n'est plus justifiée; l'origine est alors mal définie et on ne peut appliquer le même traitement aux deux catégories d'événements pour le choix de l'origine. Lorsque l'interaction est produite dans la paraffine ou dans le toit de la chambre, nous avons choisi pour origine le point géométrique correspondant au minimum de la somme :

$$I = \sum di^2$$

di représentant la distance de la trace *i* à l'origine choisie.

L'origine étant déterminée, nous avons exclu de la gerbe les traces dont la distance à l'origine, *di*, était supérieure à 5 mm dans l'espace.

Lorsque le nombre de traces exclues était supérieur aux 30 pour cent du nombre total de traces de la gerbe, cette dernière était éliminée; nous avons éliminé de cette façon 3 événements. Le tableau suivant expose le résultat détaillé de cette sélection :

TABLEAU 4.2

Proportion de traces exclues	0—0,1	0,1—0,2	0,2—0,3	>0,3
Nombre de gerbes	85	21	7	3

La cause la plus importante d'exclusion de traces provient certainement des erreurs de mesure de courbure et des distorsions; il faut y ajouter les traces ayant subi une diffusion dans la cible avant d'entrer dans la région visible et les traces provenant d'interactions secondaires. Enfin, nous estimons qu'une fraction importante des traces exclues sont des électrons produits par les gamma de désintégration des π^0 engendrés dans l'interaction.

4.5.3. *Reconstruction géométrique de la gerbe*

Pour construire l'événement dans l'espace, il suffit de mesurer, sur les deux projections coniques, les coordonnées de deux points sur chaque trace, ainsi que le rayon de courbure.

Etant donné la précision des mesures effectuées sur les projections coniques, les coordonnées cartésiennes d'un point sont données avec une erreur de 0,2 mm sur *X* et *Y* et de 1 mm sur *Z*, *OZ* désignant la direction parallèle aux axes optiques, *OX* et *OY* étant placés dans le plan de projection.

Ces coordonnées permettent de calculer les cosinus directeurs des tangentes aux trajectoires en supposant que les particules sont issues de l'origine commune choisie suivant la méthode décrite précédemment.

4.5.4. Choix de l'axe

La disposition expérimentale adoptée ne permettant pas de mesurer directement la direction de la particule incidente, il a été nécessaire de définir une direction pouvant y être assimilée.

Si toutes les traces secondaires étaient visibles, et si toutes les impulsions étaient mesurables, ce choix ne présenterait pas de difficulté. Malheureusement, les particules neutres représentent environ le tiers des particules émises, et, parmi les particules chargées électriquement, une fraction importante n'est pas mesurable. De plus, on sait qu'en général l'inélasticité de la collision est assez petite (de l'ordre de 0,4); il peut donc y avoir un proton émis à très grande énergie parmi les traces droites, mais il est impossible d'identifier cette particule.

Nous avons néanmoins défini un axe représenté par la direction de la somme vectorielle des impulsions des différentes particules secondaires; lorsque cette impulsion était inférieure à 1 GeV/c, nous avons négligé la trace afin d'éviter la contamination électronique de la gerbe.

Pour les traces droites, nous avons adopté arbitrairement une impulsion correspondant au maximum détectable, bien que la valeur probable de l'impulsion soit dans ce cas supérieure au moment maximum détectable.

Il est facile d'estimer l'erreur sur la direction de l'axe, due à la présence de mésons neutres, en admettant quelques hypothèses simplificatrices : supposons que l'indépendance de charge soit satisfaite à la production (nombre de mésons π neutres = $\frac{1}{2}$ nombre de mésons π chargés), supposons de plus que l'inélasticité moyenne soit de l'ordre de 0,4 et que l'impulsion transversale des mésons émis soit de 0,2 GeV/c à ces énergies (voir chap. 5). Si les mésons sont émis suivant une distribution angulaire isotrope par rapport à l'axe de la gerbe (distribution cylindrique), l'écart standard statistique sur l'axe est égal à $\frac{\sqrt{n}Pt}{P}$

n : nombre de mésons neutres émis en moyenne $\sim 2,4$

Pt : valeur moyenne de l'impulsion transversale $\sim 0,2 \frac{\text{GeV}}{c}$

P : somme des impulsions des π neutres $\sim \frac{0,4 \times 2\gamma_c^2}{3}$

γ_c : paramètre de transformation de Lorentz lié à l'énergie primaire par la relation approchée $Ep = 2\gamma_c^2$

On voit donc que l'erreur standard statistique sur l'axe est de l'ordre de $1/\gamma_c^2$: pour $\gamma_c = 8$, cette erreur est égale à $0,9^\circ$.

Pour estimer l'erreur entraînée par la présence éventuelle d'un proton de grande énergie dans les traces secondaires, nous avons défini un nouvel

axe pour chaque gerbe en excluant de la somme géométrique des impulsions la trace correspondant au moment transversal le plus élevé; en effet, si cette trace correspond à un proton, l'axe doit être corrigé de façon à tenir compte du neutron émis éventuellement dans la direction opposée dans le centre de masse; (cette hypothèse suppose en effet que les particules émises dans la collision inélastique de deux nucléons sont, outre les deux nucléons émis à grande énergie et en opposition dans le centre de masse, des mésons π d'énergie plus petite).

Cette méthode donne une limite supérieure de l'erreur de l'ordre de 2° en moyenne. Le tableau 4.3 donne la valeur de cette erreur maximum pour chaque événement.

TABLEAU 4.3

Liste des événements mesurés — Nature des particules
Estimation de l'erreur maximum commise sur le choix de l'axe ($\Delta\Theta^\circ$)

- (1) Numéro de l'événement.
 (2) Nature du producteur : P = paraffine, M = cuivre ou non localisé dans la paraffine.
 (3) Multiplicité des traces au minimum d'ionisation et non identifiées à des électrons.
 (4) Electrons : e^+ = électron positif, e^- = électron négatif, ep = paire d'électrons.
 (5) Traces ionisantes : p = proton, π = pion, K = méson K , I = non identifiés.
 (6) Particules V .
 (7) Estimation de l'erreur maximum commise sur le choix de l'axe, en degrés.
 (8) Charge des particules rapides : + = positives, 0 = non mesurables, — = négatives.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
XI 246	P	8	—	—	—	1,6	+ 0 —	XP 506	M	5	—	I	—	4,0	+ 0 —
XI 826	P	11	ep	—	—	3,3	4 2 2	XQ 15	M	6	—	—	—	1,3	3 2 0
XO 693	M	9	ep	—	—	2,6	4 4 3	XQ 35	P	12	—	—	—	0,9	1 1 4
XO 826	P	7	—	—	—	3,3	2 4 3	XQ 42	P	7	—	—	—	0,6	7 4 1
XO 857	M	8	—	—	—	2,4	0 7 0	XQ 185	P	5	—	—	—	0,6	4 1 2
XO 871	M	6	—	—	—	0,7	4 2 2	XR 109	P	7	—	—	—	0,6	2 3 0
XO 874	P	6	—	—	—	1 4 1	1 4 1	XR 207	P	8	ep	p	—	0,3	3 3 1
XO 968	P	8	—	—	—	2,2	3 1 2	XR 311	M	6	—	π^-	—	0,2	4 2 2
XO 1229	M	6	—	—	—	1,0	2 4 2	XR 832	P	7	—	—	—	0,4	2 4 0
XO 1696	P	8	—	—	—	2,0	2 2 2	XR 880	P	5	—	p	—	0,9	1 5 1
XO 1928	M	7	—	—	—	1,3	3 3 2	XR 971	M	6	e^-	—	—	0,5	2 2 1
XP 505	P	5	ep	—	—	1,3	3 3 1	XR 1019	M	6	—	p	—	0,1	2 2 2
			—	—	—	6,8	1 4 0				—	—	—	0,4	1 4 1

TABLEAU 4.3 (suite 1)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
XS 29	P	9	—	—	—	0,8	+ 0 —	XT 1766	P	5	—	—	—	3,2	+ 0 —
XS 119	M	6	ep	p	—	0,5	4 4 1	XT 1964	M	10	—	—	—	1,4	3 0 2
XS 190	P	7	—	—	—	0,5	2 0 4	XT 1965	M	12	—	—	—	0,6	4 3 3
XS 250	M	11	ep	—	—	0,7	3 4 0	XT 2053	M	11	ep	p	—	0,8	5 4 3
XT 70	M	7	—	—	—	2,9	3 2 2	XT 2156	P	5	ep	—	—	0,8	3 2 6
XT 123	M	11	ep	—	—	0,8	7 3 1	XU 31	P	15	ep ep	—	—	1,7	3 1 1
XT 169	M	5	ep	—	V°	11,1	2 2 1	XU 143	M	8	—	—	—	0,1	8 5 2
XT 208	M	7	—	—	—	3,3	1 4 2	XU 385	M	5	—	—	—	3,1	1 5 2
XT 202	M	7	ep	—	—	1,1	3 3 1	XU 394	P	11	—	—	—	6,1	3 1 1
XT 232	M	15	—	—	V*	0,5	5 5 5	XU 524	P	6	—	p I	—	3,4	4 5 2
XT 263	P	10	—	—	—	1,0	3 3 4	XU 583	M	13	ep	—	—	1,2	2 3 1
XT 280	P	9	—	p	V°	1,2	3 4 2	XU 600	M	6	—	—	—	0,6	3 5 5
XT 297	P	17	—	—	—	0,6	4 7 6	XU 823	M	6	—	—	—	1,2	3 2 1
XT 453	M	5	ep	—	—	3,6	3 2 0	XU 857	P	11	ep ep	—	—	2,6	1 2 3
XT 466	P	6	e ⁻	—	—	0,7	1 5 0	XU 873	P	8	—	—	—	0,1	7 3 1
XT 506	P	6	—	—	—	2,5	3 1 2	XW 48	P	4	—	p	—	0,8	1 5 2
XT 627	M	11	—	—	—	0,3	0 6 5	XW 64	M	8	—	—	V°	0,4	2 5 1
XT 810	P	4	—	p	—	0,8	2 1 1	XW 148	M	5	—	p	—	1,6	3 0 2
XT 841	M	11	—	—	—	1,0	4 6 1	XW 193	M	5	—	—	—	1,1	1 2 2
XT 868	M	5	ep	p	—	0,5	2 2 1	XW 313	P	10	—	—	—	2,8	2 5 3
XT 888	M	8	ep ep	—	—	0,5	4 4 0	XW 408	P	5	—	—	—	1,6	0 5 0
XT 976	P	10	—	p	—	0,1	3 2 5	XW 414	P	5	—	I	—	0,1	2 2 1
XT 979	P	8	—	—	—	1,5	3 4 1	XW 660	M	12	ep	p I	V°	0,2	7 4 1
XT 1041	P	6	—	p	—	1,6	4 2 0	XX 23	M	8	ep	—	—	—	2 1 5
XT 1071	M	6	e ⁻	—	—	0,4	3 2 1	XX 74	M	7	—	—	—	1,8	3 2 2
XT 1186	M	7	—	—	—	0,8	3 1 3	XX 310	P	5	—	—	—	2,1	1 2 2
XT 1384	M	9	—	p I	—	4,8	4 3 2	XX 392	P	5	—	—	V°	1,3	3 1 1
XT 1403	M	6	e ⁺	—	—	1,5	2 2 2	XX 396	M	10	ep	—	—	2,2	6 3 1
XT 1423	M	5	ep, e ⁻	—	—	6,0	2 1 2	XX 398	P	5	—	—	—	3,05	2 1 2
XT 1514	M	6	ep ep	p	—	1,4	3 1 2	XX 464	P	7	—	—	—	1,4	3 3 1
			ep	—	—			XX 508	P	4	—	p	—	0,7	1 3 0

TABLEAU 4.3 (suite 2)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
XX 592	P	6	—	—	—	0,8	+ 0 —	XY 1338	M	5	ep	—	—	2,1	+ 0 —
XX 731	P	9	—	—	ν^0	0,8	1 4 1	XY 1370	P	5	—	—	ν^0	0,3	3 0 2
XX 1011	M	5	—	p	—	2,2	2 3 4	XY 1511	P	5	—	—	—	1,2	1 3 1
XX 1123	P	8	—	p	—	0,9	3 1 4	XY 1847	M	6	$e^+ e^-$	—	—	2,6	1 2 2
XX 1305	P	4	—	p	—	0,4	1 1 2	XY 1918	M	5	ep	—	—	2,1	3 2 1
XX 1425	P	8	—	—	ν^0	2,6	5 0 3	XY 1975	P	14	—	—	—	2,1	2 1 2
XX 1724	M	15	—	—	—	1,7	6 2 7	XY 2034	P	6	—	α	—	1,1	5 2 7
XX 1843	M	8	ep	—	—	5,1	4 2 2	XZ 75	P	9	ep	—	—	1,8	2 4 0
XX 2066	P	7	—	—	—	1,0	4 0 3	XZ 137	P	8	—	—	—	1,5	4 2 3
XX 2114	P	7	—	—	—	3,8	4 2 1	XZ 158	M	8	$e^- e^-$	—	—	1,7	4 4 0
XY 450	P	7	ep	—	ν^0	0,9	3 3 1	XZ 432	P	9	—	—	—	1,1	3 3 3
XY 801	P	8	—	—	—	6,0	5 0 3	XZ 535	P	5	—	—	—	2,05	1 2 2
XY 830	M	6	$e^+ ep$	p	—	2,1	4 0 2		P	5	—	—	—	2,1	1 2 2
XY 1093	P	9	—	—	—	6,8	6 0 3		P	5	—	—	—		1 2 2

Nous avons ensuite rapporté chaque gerbe à un système de coordonnées sphériques ayant pour axe polaire l'axe de la gerbe.

Tous les calculs décrits dans ce paragraphe ont été exécutés à l'aide de la calculatrice électronique Feranti, type Mercury, du CERN. A cette fin, nous avons établi un programme donnant pour chaque gerbe les résultats figurant au tableau 4.4.

TABLEAU 4.4

- Reconstruction géométrique d'un événement.
- Calculs effectués par la calculatrice électronique Mercury.
- Résultats du programme n° 1.

Événement n° XS 29.

Coordonnées de l'origine : 7,1 24,3 16,5 (cm)

Nombre de traces : 9

Cosinus directeurs de l'axe : 0,222 0,972 0,076

Somme vectorielle des impulsions transversales : 0,136 Gev/c

Traces non mesurables : 2, 3, 5, 7.

Distribution angulaire des traces:

N°	θ	$\cos \theta$	φ
1	27,02	0,890813	73,1
2	3,11	0,998526	145,8
3	0,66	0,999934	5,8
4	2,00	0,999393	140,1
5	1,91	0,999442	-72,1
6	5,43	0,995517	171,6
7	3,73	0,997878	-58,6
8	11,20	0,980946	-134,4
9	9,13	0,987342	-90,9

Spectre des traces secondaires:

N°	(1)	(2)	(3)	(4)
1	1,331	15,911	0,605	7,240
2	0,000	13,765	0,000	13,015
3	0,000	3,953	0,000	3,950
4	1,638	7,085	0,057	0,246
5	0,000	9,925	0,000	9,912
6	1,149	6,403	0,109	0,609
7	0,000	13,271	0,000	12,951
8	-0,834	15,511	-0,162	3,005
9	0,745	16,036	0,118	2,540

(1) Impulsion mesurée en Gev/c.

(2) Impulsion maximum détectable en Gev/c.

(3) Impulsion transversale en Gev/c.

(4) Impulsion transversale maximum détectable en Gev/c.

4.5.5. Elimination des électrons

Avant de procéder aux transformations de Lorentz nécessaires à l'analyse de la collision dans le centre de masse, nous avons essayé d'éliminer les traces dues aux électrons; ces électrons sont engendrés soit par collision de knock-on, soit par la matérialisation des gamma de désintégration des mésons π^0 .

Electrons engendrés par collision

On peut estimer le nombre d'électrons engendrés par collision à l'aide de la relation de Bhabha, qui donne la section efficace de collision par électron :

$$ds = \frac{Cmc^4}{V^2} \frac{1}{E'^2} \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \frac{E'}{E_m} \right) dE' dx$$

$C = 0,17$ pour la paraffine

m = masse de l'électron

V = vitesse du méson π , que l'on suppose voisine de c

E' = énergie communiquée à l'électron

E'_m = énergie maximum communiquée à l'électron

dx = quantité de matière traversée (en $g\text{ cm}^{-2}$)

A partir de cette relation, nous nous proposons d'évaluer d'abord la contamination électronique de nos gerbes par des électrons d'énergie comprise entre 40 et 100 MeV; ces électrons sont en effet facilement mesurables et identifiables par ionisation. Nous pouvons donc comparer notre évaluation aux résultats expérimentaux et en déduire la contamination électronique par des électrons de plus grande énergie.

Dans ces conditions, l'énergie totale communiquée aux électrons par un méson π s'écrit :

$$\begin{aligned} dU &= Cmc^2 \int_{E_1}^{E_2} \frac{E'}{E'^2} \left(1 - \frac{E'}{E_m} \right) dE' \cdot dx \\ &= 0,087 \left(\text{Log} \frac{E_2}{E_1} - \frac{E_2 - E_1}{E_m} \right) dx \end{aligned}$$

$$\text{avec } E_m = \frac{2mp^2}{M^2}$$

p = impulsion du méson π incident

M = masse du méson π

Pour déterminer $\frac{dU}{dx}$, représentons le spectre des mésons π émis par la loi :

$$dn = \alpha p^{-2,5} dp$$

soit, tous calculs faits,

$$\overline{\frac{dU}{dx}} \sim 0,0425.$$

Pour une cible de 6 cm d'épaisseur moyenne, nous trouvons qu'un méson π engendre 0,003 électron d'énergie comprise entre 40 et 100 MeV.

Expérimentalement, nous avons trouvé 11 électrons pour 1200 traces assimilées à des mésons π , soit 0,009 électron par méson; la différence entre la valeur prévue et la valeur expérimentale peut-être expliquée par la présence, dans les électrons identifiés, d'une certaine proportion d'électrons provenant de paires dont le deuxième électron n'est pas identifié comme tel. Cette hypothèse est confirmée par la présence de trois positons parmi les électrons identifiés; si on tient compte de cet effet, on trouve que chaque méson π donne naissance, en moyenne, à 0,004 électron, en bon accord avec la valeur théorique.

Nous pouvons conclure de ce qui précède que la contamination électronique due aux collisions méson π -électron n'excède probablement pas 2 pour 1000 au-dessus de 100 MeV.

Paires d'électrons

Nous pouvons de même estimer la quantité de paires d'électrons produites dans la cible par les photons de désintégration des mésons neutres, et comparer cette estimation aux résultats expérimentaux.

Nous avons assimilé à une paire d'électrons tout couple de traces satisfaisant aux trois conditions suivantes :

- 1) les deux traces doivent être mesurables et de signes contraires;
- 2) l'angle qu'elles font dans l'espace doit être compatible avec zéro, compte tenu des erreurs de mesure;
- 3) les deux traces doivent être émises à l'extérieur du « corps » de la gerbe; elles doivent donc être émises à un angle supérieur à l'angle médian par rapport à l'axe.

Cette dernière condition est imposée par la géométrie des interactions de haute énergie, dans lesquelles l'angle médian, c'est-à-dire l'angle du cône centré sur l'axe de la gerbe et contenant la moitié des traces émises, est de l'ordre de quelques degrés. Il est difficile de distinguer, à l'intérieur de ce cône, les mésons π des paires d'électrons.

Dans ces conditions, nous avons identifié 35 paires d'électrons dont 4 produites dans la chambre elle-même et associées à la gerbe; ces paires d'électrons se répartissent de la façon suivante :

TABLEAU 4.5

p	0—0,2	0,2—0,4	0,4—0,6	0,6—0,8	>0,8
Nombre de gerbes	37	41	16	12	10
Paires observées	2	15	9	7	2
Paires calculées	3,7	12,3	8	8,4	10

p représente la probabilité de production d'une paire d'électrons pour une gerbe de géométrie et de multiplicité données. D'après ce tableau, l'efficacité d'observation décroît lorsque l'origine de la gerbe est située dans le toit de la chambre ou au-dessus, et lorsque la multiplicité est grande. Pour les événements produits dans la paraffine, l'efficacité d'observation est voisine de 100 pour 100.

Si l'on compare le nombre total de paires observées au nombre de paires calculées, on voit que la contamination de nos gerbes en électrons provenant de paires non identifiées est inférieure à 12 pour 1000 traces; si l'on ajoute aux paires observées les électrons isolés non assimilables à des électrons engendrés par collision, nous arrivons à la conclusion suivante :

- la contamination électronique résiduelle des gerbes est inférieure à 7 pour 1000; les gerbes sont donc essentiellement composées, après élimination des 35 paires d'électrons et des 11 électrons, de mésons π , de protons et, éventuellement, de mésons K et d'hypérons.

L'élimination des électrons nous a conduit à rejeter 2 gerbes ($XS77$ et $XX2188$) dans lesquelles la multiplicité des traces non électroniques était inférieure à 5.

4.5.6. Identification des traces par ionisation

Comme nous l'avons mentionné en 4.3, l'estimation de l'ionisation de certaines traces permet d'identifier la particule; au-dessous de 600 MeV/c l'ionisation relative du proton est supérieure à 1; nous avons pu ainsi identifier 24 protons, auxquels il faut ajouter 5 particules assimilables soit à des protons, soit à des mésons K . De la même manière, nous avons identifié 3 mésons π de faible énergie (impulsion inférieure à 100 MeV/c).

Enfin, deux gerbes présentaient des traces dont l'ionisation correspondait à l'émission de deux particules α . Nous avons inclus ces gerbes dans nos événements car dans les deux cas, il s'agissait de particules α nettement émises en dehors du corps de la gerbe, avec une faible énergie; nous avons admis qu'il s'agissait de traces d'évaporation, et que l'interaction elle-même n'était pas trop perturbée par la présence de ces particules ionisantes.

4.6. TRANSFORMATION DE LORENTZ

4.6.1. Introduction

Il est intéressant d'étudier une interaction dans le système dans lequel le barycentre des particules en collision est au repos. Les propriétés de l'interaction sont mises en évidence de façon plus nette que dans tout autre système, les principes de conservation s'appliquent plus aisément, l'interprétation est plus facile; cependant, cette étude implique le choix d'une transformation de Lorentz, ce qui suppose la connaissance de la masse des particules qui interagissent, et leur vitesse relative. En ce qui concerne le premier point, nous avons vu en 4.2 que les particules incidentes liées aux gerbes observées sont en majorité des protons; par contre, la « particule cible » peut être représentée par un noyau de carbone ou une fraction de noyau, aussi bien que par un proton. D'après quelques résultats expérimentaux récents (Conférence d'Oxford, avril 1959), la masse de la particule cible, pour des interactions de 5,7 GeV, serait le plus souvent comprise entre 0,8 et 1,3 M , M désignant la masse d'un nucléon (ces chiffres sont valables pour les émulsions); il serait donc raisonnable de supposer que, dans la majorité des cas, l'interaction a lieu entre deux nucléons.

De toute façon, la transformation de Lorentz peut encore avoir un sens lorsque la cible est constituée par un ensemble de nucléons si l'on admet (LD 53), que l'interaction n'a pas lieu sous forme de cascade à ces énergies, mais donne lieu à un seul choc entre la particule incidente et le groupe de nucléons intéressés par la collision, les particules secondaires se distribuant symétriquement dans le centre de masse du système.

Nous examinons en 6.1 la signification physique de la transformation de Lorentz adoptée.

4.6.2. Choix du γ_c

La transformation de Lorentz est caractérisée par la vitesse relative du système du centre de masse et du système du laboratoire β_c (l'unité de vitesse est égale à la vitesse de la lumière). Il est commode d'introduire le paramètre

$$\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_c^2}}$$

Le choix de γ_c est dirigé par l'adoption de quelques critères de symétrie qui doivent être satisfaits dans le système du centre de masse (CM). Si toutes les impulsions étaient mesurées avec précision, on pourrait choisir γ_c de telle façon que l'impulsion totale soit nulle sur l'axe de la gerbe :

$$\sum p_i^* \cos \theta_i^* = 0. \quad (1)$$

p_i^* = impulsion dans le CM de la particule i

θ_i^* = angle dans le CM de la particule i avec l'axe de la gerbe.

Mais la présence d'un grand nombre de traces non mesurables ne nous permet pas d'adopter un tel critère. D'ailleurs, en admettant même que toutes les traces chargées soient mesurées, il resterait à tenir compte des particules neutres, dont la présence peut conduire à des erreurs importantes sur le γ_c si l'on admet le critère (1).

Nous avons donc adopté le critère suivant :

$$\sum \cos \theta_i^* = 0 \quad (2)$$

la somme s'étendant à toutes les particules non assimilées à des électrons et non ionisantes; les électrons proviennent en effet de désintégrations secondaires et n'interviennent donc pas directement dans l'interaction primaire. Les traces ionisantes sont en grande majorité des protons émis en arrière, dans le système du centre de masse; compte tenu du caractère essentiellement inélastique de ces interactions, le proton émis en arrière dans le centre de masse doit être accompagné d'un nucléon (neutron ou proton) émis approximativement dans la direction opposée à celle du proton ionisant; s'il s'agit d'un proton, il est émis avec une grande énergie dans le système du laboratoire, donc n'est pas mesurable en général. Dans les deux cas (neutron ou proton), le nucléon émis vers l'avant n'est pas identifiable; il est donc préférable de ne pas tenir compte du proton ionisant dans la somme (2), afin d'éviter une erreur systématique sur γ_c (favorable à une sous-estimation de γ_c).

Remarquons que $\cos \bar{\theta}^*$ varie lentement en fonction du γ_c choisi; il est donc possible, par interpolation, de trouver le γ_c satisfaisant à la condition (2).

Nous avons comparé, dans quelques cas, le γ_c ainsi déterminé au γ_c que l'on peut déduire d'un critère utilisant la mesure des impulsions dans le centre de masse; cette dernière méthode n'est applicable qu'aux gerbes possédant un assez grand nombre de traces mesurables (n_s mesurable ≥ 6). On peut en effet écrire :

$$\overline{p_{av}^*} = \overline{p_{ar}^*} \quad (3)$$

$\bar{p}_{av}^*$ désignant la moyenne arithmétique des impulsions des traces émises vers l'avant dans le centre de masse; $\bar{p}_{ar}^*$ correspondant aux traces émises vers l'arrière; pour éviter toute erreur systématique due à la difficulté de mesurer les traces émises en avant avec une grande impulsion, nous n'avons considéré, dans les deux hémisphères, que les traces de faible impulsion, en choisissant dans l'hémisphère arrière un nombre de traces égal au nombre de traces mesurables dans l'hémisphère avant. Cette méthode donne des résultats comparables à ceux que l'on obtient à l'aide du critère (2), mais les erreurs sur γ_c sont généralement plus élevées, la fonction $\bar{p}_{av}^* - \bar{p}_{ar}^* = f(\gamma_c)$ étant moins sensible aux variations de γ_c que la fonction :

$$\frac{1}{n} \sum \cos \theta^* = f(\gamma_c)$$

lorsque les traces sont émises isotropiquement; il n'en est plus de même lorsque l'anisotropie est prononcée; dans ce cas, le critère (3) donne une valeur de γ_c plus précise que (2) si la gerbe ne contient pas trop de traces non mesurables.

Dans tout ce qui précède, nous admettons toujours que toutes les traces observées, excepté les traces ionisantes, représentent des mésons π émis dans la collision. En réalité, nous savons que dans une interaction nucléon-nucléon, il peut y avoir production de paires de nucléons-antinuécléons, de mésons K et d'hypérons; cependant, les résultats expérimentaux obtenus aussi bien avec les accélérateurs qu'avec les rayons cosmiques (voir chap. 2) permettent d'affirmer que dans la région d'énergie à laquelle nous nous intéressons, le taux de production de paires de nucléons-antinuécléons et de particules étranges est très petit par rapport au taux de production des mésons π (voir chapitre 5); nous pouvons donc admettre qu'en moyenne, les gerbes ne contiennent que deux nucléons et des mésons π . A partir d'une certaine multiplicité, ($n > 5$), et dans 50 pour 100 des cas, les deux nucléons sont émis sous forme d'un proton et d'un neutron, quelle que soit la charge des nucléons incidents. Il est donc raisonnable d'admettre que dans nos gerbes, l'une des traces observées est un proton; compte tenu de l'inélasticité, ce proton est souvent ionisant lorsqu'il est émis vers l'arrière dans le centre de masse et, inversement, il possède une impulsion généralement non mesurable lorsqu'il est émis vers l'avant.

Il est d'ailleurs remarquable que nous ayons trouvé 29 traces ionisantes assimilables à des protons (dont 5 au maximum peuvent être des mésons lourds), sur 116 gerbes sélectionnées.

Nous avons donc cherché à préciser un peu la valeur de γ_c en tenant compte du fait que chaque gerbe contient en moyenne un proton; le problème essentiel consiste alors dans le choix de la trace assimilée au proton; il est facile de le résoudre dans le cas des gerbes possédant un proton ionisant, mais lorsqu'il s'agit d'un proton émis en avant, le choix reste en général assez arbitraire.

Toutefois, cette incertitude n'affecte pas toujours sensiblement le résultat. De plus, nous pouvons être guidés, dans notre choix, par des raisons de symétrie, d'excès positif, d'inélasticité (voir chap. 6).

4.6.3. Erreur sur γ_c

Le critère (2) utilisé systématiquement pour la détermination de γ_c permet de formuler aisément l'erreur statistique à condition de supposer une certaine loi de distribution angulaire dans le centre de masse.

Admettons par exemple pour cette loi :

$$N(\theta^*) d\theta^* = \cos^m \theta^* \sin \theta^* d\theta^*$$

m étant égal à 0 dans le cas d'une distribution isotrope. On peut alors écrire :

$$\overline{\cos \theta^*} = 0 \pm \sqrt{\frac{m+1}{n(m+3)}}$$

n étant le nombre de traces incluses dans la distribution.

Lorsque $m = 0$

$$\overline{\cos \theta^*} = 0 \pm \sqrt{\frac{1}{3n}}$$

et pour m très grand

$$\overline{\cos \theta^*} = 0 \pm \frac{1}{\sqrt{m}}$$

Les résultats expérimentaux obtenus nous conduisent à adopter pour l'erreur statistique sur $\overline{\cos \theta^*}$:

$$\pm \sqrt{\frac{1}{2n}} \quad (m \sim 1)$$

L'introduction de cette valeur dans la fonction

$$\frac{1}{n} \sum \cos \theta^* = f(\gamma_c)$$

permet de calculer les limites dans lesquelles γ_c varie lorsque $\cos \theta^*$ diffère de zéro par un écart standard.

La figure (4.2) (courbe n° 1) représente les variations de $\frac{1}{n} \overline{\cos \theta^*}$ en fonction de γ_c , pour l'interaction XS29; les limites indiquées correspondent à un écart standard de la variable.

La courbe 2 de la même figure représente la fonction $\frac{1}{n} \sum \cos \theta^* = f(\gamma_c)$ pour un événement artificiel comprenant 10 mésons π émis isotropiquement avec une impulsion constante dans un système correspondant à $\gamma_c = 10$.

4.6.4. Calcul de la distribution angulaire dans le centre de masse

Pour étudier la distribution angulaire des particules dans le centre de masse, on suppose habituellement une loi de distribution donnée à laquelle on compare les résultats expérimentaux (HT 54).

On suppose par exemple une loi de la forme

$$N(\theta^*) d\theta^* = a \cos^m \theta^* \sin \theta^* d\theta^* \quad (1)$$

et l'on mesure la fraction f de particules émises entre 0 et θ_f^*

$$2f = 1 - \cos^{m+1} \theta_f^* \quad (2)$$

soit : $\theta_f^* = \arccos^{m+1} \sqrt{1-2f}$

En pratique, on ne connaît pas avec précision les angles dans le système du centre de masse car γ_c est mal défini; on se limite alors à l'approximation :

$$\operatorname{tg} \frac{\theta_f^*}{2} = \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \theta_f}{\operatorname{tg} \theta_{1-f}}} \quad (3)$$

la fraction f des particules émises étant contenue dans un cône d'angle θ_f dans le laboratoire, θ_{1-f} désignant l'angle maximum que font, dans le laboratoire, les particules avec l'axe de la gerbe.

La relation (3) est obtenue en admettant que le rapport β_c/β_i est voisin de 1, β_c désignant la vitesse du centre de masse et β_i la vitesse de la particule i dans le laboratoire; on a donc :

$$\operatorname{tg} \theta_f \sim \frac{\sin \theta_f^*}{\gamma_c(1 + \cos \theta_f^*)}$$

$$\operatorname{tg} \theta_{1-f} \sim \frac{\sin \theta_f^*}{\gamma_c(1 - \cos \theta_f^*)}$$

d'où la relation (3).

La figure 4.3 illustre les considérations précédentes dans le cas de la gerbe XS 29.

Cependant, cette méthode présente deux inconvénients importants : d'une part, elle admet a priori une loi de distribution angulaire donnée; rien ne justifie, en toute rigueur, l'adoption d'une loi de la forme (1) plutôt que toute autre loi; d'autre part, les erreurs impliquées dans calcul deviennent excessives lorsque la multiplicité est petite; nous avons porté sur la figure (4.3) les erreurs

correspondant, pour chaque point, aux limites admissibles sur les angles; on voit sur cet exemple que la valeur de m n'est pas déterminée avec précision, alors qu'il s'agit d'une gerbe de multiplicité relativement importante ($n = 9$). Au-dessous de $n = 8$, la méthode devient inapplicable.

Ajoutons enfin que ces calculs sont basés sur des hypothèses très approchées, telles que l'approximation $\beta_c/\beta_i = 1$ par exemple.

Nous avons donc cherché à formuler l'anisotropie de notre distribution angulaire d'une autre manière; nous avons trouvé que cette anisotropie pouvait être convenablement exprimée par la définition :

$$A = \frac{1}{n} \sum |\cos \theta^*| \tag{4}$$

si nous représentons la distribution angulaire par la loi (1), A est lié à m par la relation :

$$A = \frac{m+1}{m+2} \pm \sqrt{\frac{m+1}{4n(m+3)}} \tag{5}$$

soit, pour une distribution isotrope :

$$A = 0,5 \pm \frac{1}{\sqrt{12n}} \tag{6}$$

Nous examinerons en 6.2 les résultats obtenus avec cette définition.

La courbe 1 de la figure 4.4 représente la variation de A en fonction de γ_c pour la gerbe XS 29 : on voit d'après cet exemple que l'anisotropie ne dépend pas sensiblement du γ_c choisi dans la région correspondant à la meilleure valeur de γ_c .

4.6.5. Méthode de calcul

Nous avons basé notre programme de calcul sur les relations suivantes : soit γ_c le paramètre caractéristique de la transformation de Lorentz étudiée; la matrice

$$\begin{array}{cccc} \gamma_c & o & o & i\beta_c\gamma_c \\ o & l & o & o \\ o & o & l & o \\ -i\beta_c\gamma_c & o & o & \gamma_c \end{array}$$

permet d'exprimer le quadrivecteur

$$p_i^* \cos \theta_i^*, p_i^* \sin \theta_i^*, 0, i\gamma_i^*$$

en fonction des éléments du quadrivecteur

$$p_i \cos \theta_i, p_i \sin \theta_i, 0, i\gamma_i$$

p_i = impulsion de la particule i dans le laboratoire
 p_i^* = impulsion dans le centre de masse
 θ_i = angle de la particule i avec l'axe de la gerbe dans le laboratoire
 θ_i^* = angle dans le centre de masse
 γ_i = énergie de la particule dans le laboratoire
 γ_i^* = énergie dans le centre de masse

$$\beta_i \gamma_i = p_i \qquad \beta_i^* \gamma_i^* = p_i^*$$

L'application de cette transformation conduit aux relations :

$$\operatorname{tg} \theta_i^* = \frac{\sin \theta_i}{\gamma_c \left(\cos \theta_i - \frac{\beta_c}{\beta_i} \right)}$$

$$p_i^* \cos \theta_i^* = \gamma_c (p_i \cos \theta_i - \beta_c \gamma_i)$$

La détermination de γ_c a été obtenue par approximations successives, la calculatrice donnant finalement pour la meilleure valeur de γ_c les valeurs de θ_i^* , p_i^* , γ_i^* pour chaque particule, ainsi que l'anisotropie et l'énergie totale observée. De plus, la calculatrice répétait pour chaque gerbe les mêmes calculs en choisissant des γ_c différant de la meilleure valeur d'une quantité égale à plus ou moins un et deux écarts standards de la fonction $\frac{1}{n} \sum \cos \theta^*$.

Le Tableau 4.6 représente les données fournies par la calculatrice pour chaque gerbe.

TABLEAU 4.6

- Transformation de Lorentz
- Résultats du programme n° 2

Événement XS 29.

Nombre de traces : 9.

Traces ionisantes exclues : 0.

$$\gamma_c = 9,6 \qquad \frac{1}{n} \sum \cos \theta^* = 0,003 \qquad \bar{a} = 0,689 \qquad E_{vis} = 7,695 \text{ Gev}$$

N°	θ^*	p^*	E^*
1	156,5	1,516	1,523
2	55,1	0,910	0,921
3	14,1	0,187	0,233
4	70,8	0,060	0,152
5	35,9	0,565	0,582
6	122,9	0,129	0,190
7	64,1	0,960	0,970
8	143,5	0,272	0,306
9	145,9	0,211	0,253

$\gamma_c = 13,8$	$\frac{1}{n} \Sigma \cos \theta^x = -0,235$	$\bar{a} = 0,664$
$\gamma_c = 6,7$	$\frac{1}{n} \Sigma \cos \theta^x = 0,235$	$\bar{a} = 0,689$
$\gamma_c = 20,2$	$\frac{1}{n} \Sigma \cos \theta^x = -0,470$	$\bar{a} = 0,655$
$\gamma_c = 4,0$	$\frac{1}{n} \Sigma \cos \theta^x = 0,470$	$\bar{a} = 0,705$

N. B. : E^x est calculé en supposant que les traces sont des mésons π .

E_{vis} est égal à $1,5 \Sigma E^x$.

Pour chaque γ_c indiqué, la calculatrice donne également la distribution angulaire et le spectre des traces secondaires.

5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBSERVÉS DANS LE SYSTÈME DU LABORATOIRE

5.1. INTRODUCTION

Nous avons remarqué à plusieurs reprises, dans les chapitres précédents, que la description des collisions nucléaires de grande énergie présentait un caractère particulièrement simple lorsqu'on se plaçait dans le système du centre de masse des particules en interaction; toutefois, les conditions expérimentales dans lesquelles nous sommes placés ne permettent pas, en général, de définir avec précision la transformation de Lorentz qui doit être utilisée pour passer du système du laboratoire au système du centre de masse.

Nous développons ce problème et ses conséquences dans le chapitre 6; nous constaterons que certaines caractéristiques des collisions dépendent peu de la transformation de Lorentz choisie, et qu'il est par conséquent utile de présenter les résultats expérimentaux dans le système du centre de masse. Toutefois, avant de décrire ces résultats, nous pensons qu'il est intéressant de donner quelques précisions sur les mesures complètement indépendantes de la transformation de Lorentz: la multiplicité des gerbes, la nature des particules, la distribution de l'impulsion transversale.

Si la multiplicité ne présente pas en elle-même un grand intérêt, ses variations en fonction de l'énergie primaire et de l'inélasticité apportent d'utiles précisions sur le mécanisme des collisions de grande énergie; dans ce chapitre, nous tenterons de définir les erreurs et les biais introduits dans le calcul de la multiplicité; nous étudierons sa corrélation avec l'énergie et l'inélasticité lorsque nous aurons défini ces dernières grandeurs dans le chapitre 6.

Dans le paragraphe suivant, nous donnons le résultat de l'analyse des particules étranges rencontrées dans les gerbes, compte tenu des précisions données chapitre 4 sur la composante électronique et moyennant quelques hypothèses sur la production des nucléons, nous en déduisons la composition des gerbes étudiées dans notre expérience.

Nous donnons ensuite quelques résultats de mesures obtenues dans le laboratoire: distribution des impulsions, distribution angulaire, relation entre ces deux distributions. Bien que ces résultats soient de peu d'utilité pour l'interprétation des interactions nucléaires, ils peuvent présenter quelque

intérêt pour les expérimentateurs qui envisagent l'utilisation des grands accélérateurs de particules; les conditions dans lesquelles l'expérience était effectuée ne permettent pas, cependant, de tirer des conclusions définitives sur la distribution angulaire des particules émises à grande énergie, point sur lequel, précisément, les utilisateurs d'accélérateurs manquent d'informations.

Enfin, nous consacrons le dernier paragraphe de ce chapitre à l'étude du spectre des impulsions transversales des particules émises; nous avons vu, lors de la description des différents modèles proposés, que ce spectre représentait une caractéristique essentielle des interactions nucléaires de grande énergie; il est donc important d'estimer soigneusement les erreurs et les biais introduits dans cette distribution.

5.2. LA MULTIPLICITÉ DES GERBES

Dans le chapitre 4, nous avons imposé les critères de sélection suivants

$$n \geq 5 \quad n \leq 15$$

n désignant la multiplicité des gerbes étudiées. L'intervalle dans lequel nous étudions la multiplicité est donc trop étroit pour en déduire des lois de variation précises en fonction de telle ou telle grandeur physique (par exemple, en fonction de l'énergie incidente). Son étude présente cependant un certain intérêt dans l'expérience actuelle: d'une part, elle peut nous permettre de différencier, globalement, les interactions produites dans la paraffine de celles produites dans le cuivre; d'autre part, il est important d'examiner les différentes causes de perte de trace si l'on essaie d'établir un bilan d'énergie de l'interaction étudiée.

Pour estimer la proportion de traces perdues dans la cible, nous avons établi l'histogramme des longueurs visibles des traces appartenant aux gerbes étudiées, en distinguant les gerbes engendrées dans la paraffine des autres gerbes; les deux catégories de gerbes présentent à peu près les mêmes caractéristiques, la queue de la distribution vers les petites longueurs visibles tendant vers zéro, dans les deux cas; on en déduit que la proportion de traces perdues dans la cible n'excède pas 5%, pour les gerbes engendrées dans la paraffine et 6% pour les autres gerbes.

Il faut ajouter à cet effet la perte de traces due au choix de l'origine et au critère d'association que nous avons appliqué (voir 4.5); toute trace située apparemment à plus de 5 mm de l'origine est exclue.

La principale cause d'exclusion étant due aux erreurs de mesure de courbure, cet effet est d'autant plus important que l'origine est éloignée de la région visible de la chambre.

La figure 5.1 donne la distribution de la multiplicité des traces au minimum d'ionisation pour les gerbes localisées dans la paraffine (a), pour les autres

gerbes (b), (engendrées dans le cuivre ou à la limite de la paraffine) et pour l'ensemble des gerbes étudiées, (c).

On voit sur cette figure que, même en tenant compte de la correction mentionnée plus haut, la distribution de la multiplicité des traces rapides pour les gerbes mixtes est semblable à celle des gerbes issues de la paraffine; d'ailleurs :

$$\bar{n}_{\text{par}} = 7,5 \pm 0,4$$

$$\bar{n}_{\text{mixte}} = 7,6 \pm 0,4$$

soit une multiplicité moyennes des traces rapides pour l'ensemble des gerbes égale à :

$$\bar{n} = 7,5 \pm 0,3$$

Il n'est évidemment pas justifié de se livrer aux mêmes comparaisons avec la distribution de l'ensemble des traces étant donné que nous éliminons systématiquement les gerbes comprenant plusieurs traces ionisantes (voir 4.4), ce qui affecte de façon différente les gerbes mixtes et les gerbes issues de la paraffine; à titre de comparaison, indiquons ici que, pour l'ensemble des traces (traces au minimum d'ionisation + particules V + traces ionisantes), on trouve :

$$\bar{n}_{(a)} = 7,8 \pm 0,4$$

$$\bar{n}_{(b)} = 8,0 \pm 0,4$$

$$\bar{n}_{(c)} = 7,9 \pm 0,3$$

5.3. NATURE DES PARTICULES

Nous avons étudié en 4.5 la contamination électronique de nos gerbes et nous sommes arrivés à la conclusion qu'après élimination des 35 paires d'électrons et des 11 électrons bien identifiés, les gerbes comprenaient essentiellement des mésons π , des protons et, éventuellement, des mésons K et des hypérons.

Dans ce paragraphe, nous nous proposons de préciser cette composition en utilisant les informations fournies par l'excès positif des traces mesurables et l'identification par ionisation.

Théoriquement, si nous admettons que nos gerbes sont engendrées par des collisions nucléon-nucléon, nous devrions observer un excès positif total d'environ 170; en effet, le nucléon incident est nécessairement un proton si le système de sélection électronique fonctionne avec une bonne efficacité; nous pensons qu'il en est bien ainsi, car les gerbes étudiées sont rarement accompagnées, sur la photographie, d'une trace non associée à l'interaction et susceptible d'avoir déclenché les compteurs placés au-dessus de la chambre. Quant au nucléon cible, nous pouvons admettre qu'il intervient sous forme d'un

proton avec une probabilité égale à 0,5 dans le cas du cuivre et 0,63 dans le cas de la paraffine; étant donné que 65% de nos gerbes sont produites dans la paraffine, nous obtenons un l'excès positif total de 173 particules.

Remarquons que le premier critère de sélection des gerbes qui impose une multiplicité supérieure ou égale à 5 tend à favoriser, vers les petites multiplicités, l'interaction $p-n$, étant donné la forme de la distribution expérimentale de la multiplicité de nos gerbes; donc, en admettant toujours que nous étudions des interactions nucléon-nucléon, l'excès positif calculé ci-dessus représente en réalité une valeur approchée par excès.

Expérimentalement, les traces mesurables et au minimum d'ionisation conduisent à un excès positif de 105 particules; il faut ajouter à ce nombre la contribution des traces non mesurables représentant environ 35% de l'ensemble des traces au minimum d'ionisation. En première approximation, on pourrait admettre que ces traces non mesurables contiennent, proportionnellement, le même excès positif que les traces mesurables; cependant, nous verrons dans le chapitre suivant que l'étude détaillée des interactions replacées dans leur centre de masse conduit à admettre l'existence de protons émis vers l'avant à grande énergie; ces protons contribuent de façon non négligeable à l'existence des traces non mesurables. Pour tenir compte de cet effet, nous avons admis que les traces non mesurables contenaient au minimum 24 protons de grande énergie, ce nombre correspondant au nombre de protons ionisants bien identifiés et émis en arrière dans le centre de masse du système.

Si l'on suppose qu'en plus de ces 24 protons, les traces non mesurables présentent le même excès positif que les traces mesurables, l'excès positif expérimental total est égal à 208 particules.

La différence entre les valeurs théorique et expérimentale de l'excès positif est évidemment explicable par la présence d'interactions nucléon-noyau dans lesquelles plusieurs protons peuvent entrer en jeu. Nous avons essayé de préciser un peu ces résultats en étudiant l'excès positif de chaque interaction prise individuellement; pour tenir compte des traces non mesurables, nous avons admis qu'en moyenne elles intervenaient dans le calcul de l'excès positif avec un poids égal à 0,2; dans ces conditions, nous avons obtenu les résultats suivants :

— excès positif moyen par gerbe engendrée dans la paraffine :

$$1,8 \pm 0,17$$

— excès positif moyen par gerbe engendrée dans le cuivre :

$$2,1 \pm 0,21$$

Ces résultats n'indiquent pas une différence significative entre les deux classes d'événements, comme on pourrait s'y attendre si les collisions de haute énergie obéissaient au mécanisme de la production plurale.

Par contre, l'excès positif moyen dépend sensiblement de la multiplicité des gerbes considérées :

- excès positif moyen pour les gerbes de multiplicité égale ou supérieure à 8 : $2,5 \pm 0,2$
- excès positif moyen pour les gerbes de multiplicité inférieure à 8 : $1,57 \pm 0,16$.

Toutes ces considérations sur l'excès positif sont évidemment sujettes à de grandes erreurs, étant donné la présence d'un nombre important de traces non mesurables. Il est cependant remarquable que l'étude des quelques gerbes complètement mesurables conduise aux mêmes résultats; en effet, sur les 111 gerbes mesurées, 7 sont complètement mesurables; ces gerbes présentent l'excès positif suivant :

N° de l'événement	Nombre de traces négat.	Nombre de traces posit.	Excès positif
<i>XY</i> 1338	2	3	1
<i>XY</i> 148	2	4	2
<i>XY</i> 801	3	5	2
<i>XX</i> 2066	3	4	1
<i>XX</i> 1425	3	5	2
<i>XX</i> 1011	2	4	2
<i>XT</i> 1766	2	3	1

Des mésons lourds peuvent être produits dans l'interaction; la production associée des mésons lourds et des hypérons et la loi de conservation de l'étrangeté impliquent une production plus importante de mésons lourds positifs que de négatifs (à chaque K^+ , on peut associer la production d'un Λ , d'un Σ , ... alors que ces productions sont interdites pour le K^-). Cependant, l'expérience montre que la proportion de particules étranges dans les produits secondaires de l'interaction est très petite (inférieure à 5% dans notre expérience); l'excès positif présenté par les mésons lourds reste donc très limité; il faut donc admettre que l'excès positif est essentiellement représenté, dans les produits secondaires de l'interaction, par les protons et les mésons π positifs.

5.4. PARTICULES ÉTRANGES

Parmi les 116 interactions qui satisfont aux critères commentés dans le chapitre précédent, nous avons trouvé 10 gerbes comprenant une particule étrange; pour tenter d'accroître notre statistique, nous avons examiné systé-

matiquement les 156 gerbes satisfaisant aux mêmes critères et nous avons trouvé au total 15 particules étranges (tableau 5.1).

TABLEAU 5.1

— Liste des interactions comprenant des particules V —
Analyse de ces particules

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	
					A^0	θ^0
XK 706	V	15 $+ep$	—	—	—	—
XK 889	V^+	10 $+ep$	—	—	—	—
XL 950	V	9	—	—	—	—
XM 471	V	10	—	—	—	—
XN 186	V	13	—	—	—	—
XT 123	V	12 $+ep$	0	M	3,9	5,7
XT 232	$V_{\pm}$	16	1	M	—	—
XT 280	θ^0	11	1	P	—	4,0
XW 64	V	9	0	M	1,5	2,0
XW 660	A	13 $+ep$	0	M	2,5	—
XX 392	V	6	0	P	2,2	1,8
XX 731	V	10	0	P	1,7	6,4
XX 1425	A	9	0	P	1,0	—
XY 450	A	8 $+ep$	0	P	1,2	—
XY 1370	V	6	0	P	1,5	2,8

- (1) Numéro de l'événement.
- (2) Nature de la particule V .
- (3) Multiplicité totale de la gerbe associée.
- (4) Nombre de particules ionisantes associées à la gerbe.
- (5) Nature du producteur (P = paraffine, M = cuivre ou paraffine).
- (6) Impulsion de la particule V , en GeV/c, suivant l'hypothèse A^0 ou θ^0 .

Ce nombre est trop petit pour en déduire la proportion des particules V dans les produits secondaires des interactions de grande énergie; pour tenter d'en donner une estimation, supposons que tous les V^0 observés non identifiés à des A soient des θ^0 et supposons que ces derniers soient produits dans des réactions du type :

$$n+n = n+n+K+\bar{K}+\pi$$

Parmi les différents mésons K que l'on suppose ainsi produits en quantités égales, seuls les θ_1^0 à vie moyenne courte sont observables; si l'on tient compte, de plus, du fait que 12% de ces θ_1^0 se désintègrent en donnant 2 mésons π neutres (EF 57), on arrive à la conclusion que 22% des mésons K sont observables. En outre, ces 22% de mésons K observables ne sont pas tous observés étant donné la vie moyenne $\tau_1 = 10^{-10}$ sec. des θ_1^0 ; pour estimer le taux des θ_1^0 observés, nous admettons que l'impulsion moyenne de ces particules est de 2 GeV/c et que les longueurs minimale et maximale de leur ligne de vol visible sont, en moyenne, de 6 et 48 cm.

Ces valeurs conduisent à la probabilité d'observation :

$$P = e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}$$

avec :

$$t_1 = \frac{\frac{l_{\min}}{pc}}{\frac{m}{m}} \quad t_2 = \frac{\frac{l_{\max}}{pc}}{\frac{m}{m}}$$

p = impulsion moyenne = 2 GeV/c

m = masse de la particule

c = vitesse de la lumière

$l_{\min}$ = 6 cm

$l_{\max}$ = 48 cm

soit :

$$P \sim 0,55$$

Nous pouvons donc admettre que les 10 V^0 observés non identifiés à des Λ^0 correspondent à 18 θ_1^0 produits, soit, d'après nos hypothèses, à 82 mésons K .

Cette estimation est sans doute très grossière et peut conduire à une valeur surestimée du nombre de mésons K produits; elle néglige en effet la possibilité de productions de θ^0 telles que :

$$n+n \rightarrow \theta^0 + Y^0 + n + \pi \dots\dots\dots$$

Ces réactions peuvent jouer un rôle important dans les interactions de grande énergie. Elle conduit néanmoins à admettre une limite supérieure de la proportion des mésons K parmi les produits secondaires égale à 4,5%, résultat comparable aux estimations expérimentales généralement admises aux basses énergies.

Dans le tableau 5.1, nous avons indiqué la multiplicité des gerbes associées aux particules V ; cette multiplicité est remarquablement supérieure à la multiplicité moyenne générale; nous avons en effet, pour les gerbes associées aux particules V :

$$\bar{n} = 10 \pm 0,82$$

alors que la multiplicité moyenne est égale à

$$\bar{n} = 7,5 \pm 0,3$$

L'excès positif tel que nous l'avons défini ci-dessus est également sensiblement supérieur à l'excès positif des gerbes engendrées dans la paraffine.

On peut en conclure que parmi les gerbes sélectionnées pour notre étude, les interactions associées à la production de particules étranges présentent une complexité plus grande que la moyenne; il est difficile de décider d'après les

faits énumérés ci-dessus dans quelle mesure ces gerbes sont engendrées dans des interactions complexes avec des noyaux de cuivre ou de carbone; dans le tableau 5.1, nous avons également indiqué le milieu dans lequel était produite la gerbe (P : paraffine, M : cuivre et paraffine). La probabilité d'observation des particules V dépendant dans une large mesure de l'éloignement de l'origine par rapport à la région visible, il est facile d'expliquer la proportion importante des gerbes engendrées dans la paraffine.

Le tableau 5.1 donne le détail de l'analyse des particules V ; pour chacune d'elles, nous avons calculé la coplanarité de l'événement, c'est-à-dire des deux particules de désintégration du V^0 et de sa ligne de vol, celle-ci étant définie par l'origine de l'interaction et le point de désintégration du V^0 ; seul l'événement XY 1370 présente une non-coplanarité significative : ceci peut être dû à la présence d'une troisième particule de désintégration invisible, ou à un mauvais choix de l'origine dans laquelle le V^0 a été produit.

Les particules V ont été analysées suivant la méthode décrite par Podolanski et Armenteros (PJ 54); la ligne de vol de la particule neutre est définie par l'origine de l'interaction et le point de désintégration; les quantités de mouvement des produits de désintégration, déduites de la cinématique, sont comparées aux quantités mesurées en supposant que la particule V est un Λ^0 ou un θ^0 . Dans la plupart des cas, les deux hypothèses sont également probables (ces événements sont désignés par la lettre V dans le tableau 51). L'estimation de l'ionisation du proton de désintégration permet d'identifier avec certitude la particule V engendrée dans la gerbe XX 1425, à un Λ^0 . Quant à la particule V associée à la gerbe XW 660, l'hypothèse d'un Λ^0 faiblement ouvert (angle au sommet = 6°) est très probable, bien que l'hypothèse d'une paire d'électrons due à la désintégration d'un méson π neutre ne soit pas tout à fait exclue (probabilité : $\sim 0,1\%$).

Le tableau 5.1 donne également la quantité de mouvement de chaque particule V en tenant compte, s'il y a lieu, des deux hypothèses possibles sur la nature de la particule.

5.5. DISTRIBUTION ANGULAIRE ET SPECTRE DES PARTICULES SECONDAIRES

La fig. 5.2 représente la distribution angulaire des particules secondaires dans le système du laboratoire; pour obtenir des résultats significatifs, nous avons réparti les 111 gerbes mesurées en trois catégories suivant la valeur de leur γ_c (paramètre de la transformation de Lorentz) :

$$\begin{aligned} \gamma_c &< 5 \\ 5 &< \gamma_c < 8 \\ \gamma_c &> 8 \end{aligned}$$

Pour préciser l'énergie des particules émises, nous avons distingué les particules de moment inférieur à 5 GeV/c, les particules pour lesquelles le moment est supérieur à 5 GeV/c et les particules non mesurables.

La fig. 5.3 représente le spectre des particules secondaires mesurables dans le laboratoire, ainsi que la distribution du moment maximum détectable pour les traces mesurables et non mesurables; ici encore, nous avons distingué trois catégories d'interactions, suivant la valeur du γ_c .

5.6. IMPULSION TRANSVERSALE

L'impulsion transversale : $p_t = p^* \sin\theta^* = p \sin\theta$ est invariante par rapport à la transformation de Lorentz utilisée : il est donc possible d'obtenir une bonne mesure de cette grandeur physique même lorsque l'énergie de la particule incidente n'est pas connue avec précision, à condition que l'axe de la gerbe et l'impulsion des particules secondaires soient bien déterminés. Dans ce paragraphe, nous présentons le spectre des impulsions transversales de l'ensemble des particules secondaires des gerbes étudiées; puis nous examinons l'effet de la présence des traces d'impulsion non mesurable ainsi que les conséquences entraînées par l'incertitude sur le choix de l'axe.

La figure 5.4 représente le spectre de l'ensemble des particules secondaires (a) et le spectre des traces d'impulsion non mesurable (b): parmi ces dernières traces, il faut distinguer les traces courtes, émises à grand angle par rapport à l'axe de la gerbe et les traces de grande énergie, faisant un angle très faible avec l'axe. Dans le premier cas, il est possible d'estimer la correction à appliquer au spectre des impulsions transversales, en utilisant la distribution de cette grandeur pour les traces émises à grand angle et parallèles à la glace avant de la chambre; en effet, lorsque cette dernière condition est remplie, les particules observées ont, en général, une impulsion mesurable; les résultats expérimentaux montrent que le spectre représenté figure 5.4 n'est pas altéré par la présence de ces traces non mesurables, d'ailleurs peu nombreuses, si l'on exclut du spectre les particules correspondant aux 25 interactions assimilées à des collisions nucléon-noyau (voir chapitre 7). En ce qui concerne les particules de grande énergie, il est également possible d'évaluer leur contribution au spectre des impulsions transversales en se plaçant dans les deux hypothèses limites suivantes : premièrement, on admet que l'une des traces d'impulsion non mesurable possède toute l'énergie disponible de la collision, compte tenu de l'énergie mesurable dissipée par les autres particules secondaires; cette hypothèse conduit en général à choisir pour axe de la gerbe la trace de grande énergie, ce qui entraîne une légère augmentation de la valeur moyenne de l'impulsion transversale; pour l'ensemble des gerbes étudiées, cette correction représente une augmentation de p_t inférieure à 150 MeV/c. Dans la deuxième

hypothèse, on distribue l'énergie disponible de façon uniforme parmi les traces non mesurables et de grande énergie; cette méthode laisse à peu près inchangée la position de l'axe de la gerbe; elle conduit cependant à des valeurs d'impulsion transversale sensiblement supérieures aux valeurs indiquées sur la figure 5.4, car l'impulsion attribuée aux traces non mesurables est alors beaucoup plus grande que l'impulsion maximum détectable que nous avons adoptée en règle générale.

Les particules de grande énergie et d'impulsion non mesurable peuvent donc conduire à une sous-estimation du spectre des impulsions transversales dans la région des grandes valeurs de p_t , c'est-à-dire au-dessus de 0,7 GeV/c; ces traces ne représentent cependant pas plus de 20 pour cent de l'ensemble des particules secondaires émises; on peut donc maintenir dans son ensemble la forme du spectre représenté figure 5.4, sans correction appréciable jusqu'aux environs de 0,7 GeV/c.

Pour étudier l'influence du choix de l'axe de la gerbe sur le spectre des p_t , nous nous sommes placé dans le cas extrême indiqué chapitre 4 lors de l'étude de la détermination de l'axe: nous avons éliminé la particule non négative d'impulsion transversale maximum et avons étudié la nouvelle distribution des p_t correspondant au nouvel axe, à l'aide de la relation approchée:

$$p'_t \sim p \sin [\theta + \Delta\theta \cdot \cos (\phi - \phi_0)]$$

$\Delta\theta$: angle formé par l'ancien et le nouvel axe

ϕ_0 : angle polaire de la trace exclue

ϕ : angle polaire de la trace étudiée.

Dans les limites de cette approximation, le choix de l'axe n'entraîne pas une erreur systématique importante sur le spectre des p_t .

En conclusion, le spectre des impulsions transversales ne présente pas de biais expérimental pour les faibles valeurs de p_t ; l'étude des particules d'impulsion non mesurable montre que pour une centaine de particules, situées entre 0,2 et 0,6 GeV/c, la sous-estimation de l'impulsion transversale s'élève à 0,3 GeV/c en moyenne.

Enfin, l'erreur due à un mauvais choix de l'axe des gerbes n'entraîne pas de changement appréciable de la forme générale du spectre.

Dans ces conditions, on peut admettre que l'erreur sur l'impulsion transversale moyenne est inférieure à 0,15 GeV/c, soit:

$$\overline{p_t} \sim 0,28 \pm_{-0}^{+0,15} \text{ GeV/c}$$

$p_t = 0,10 \text{ GeV/c}$ représente l'impulsion transversale la plus probable.

Ces résultats, ainsi d'ailleurs que la forme du spectre, s'accordent remarquablement bien avec les prédictions d'Heisenberg, si l'on admet que la distribution des impulsions dans le système du centre de masse est de la forme:

$$dn = \frac{ap^2 dp}{(p^2 + m^2)^2}$$

et si l'on suppose, de plus, une distribution isotrope des particules. Le spectre des impulsions transversales est alors donné par la relation :

$$dn = \frac{bp_t dp_t}{(p_t^2 + m^2)^{3/2}}$$

qui présente un maximum pour $p_t \sim 0,10$ GeV/c et conduit à la valeur moyenne $\bar{p}_t \sim 0,30$ GeV/c. Nous avons représenté cette distribution sur la figure 5.4.

Pour estimer la contribution des protons dans la distribution de l'impulsion transversale, il est intéressant de rechercher l'excès positif apparent en fonction de p_t : définissons l'excès positif par la relation :

$$\frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}$$

L'expérience montre que l'excès positif présente un maximum aux environs de $p_t \sim 0,7$ GeV/c

p_t GeV/c	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1
excès positif :	0,18	0,08	0,11	0,30	0,23	0,38	0,52	0,43	0,20	0,17	

Si cet excès positif est lié, au moins en partie, à la présence de protons parmi les particules secondaires, l'accord avec les prévisions d'Heisenberg est encore très satisfaisant, puisque ce dernier prévoit une impulsion transversale moyenne proportionnelle à la masse des particules soit pour les protons :

$$\frac{0,98}{0,14} \times 0,10 \sim 0,7 \text{ GeV/c}$$

L'examen de la distribution des impulsions transversales des particules identifiées à des protons, après avoir déterminé, s'il y a lieu, l'impulsion de ces protons à partir de l'énergie disponible conduit exactement au même résultat, avec un maximum de la distribution aux environs de

$$p_t \sim 0,7 \text{ GeV/c}$$

Contrairement aux résultats obtenus pour l'impulsion totale, il n'est pas possible de mettre en évidence une variation significative de l'impulsion transversale en fonction de l'énergie mise en jeu ; si l'on écarte les gerbes dont le γ_c est supérieur à 10, nous obtenons les résultats suivants :

$1 < \gamma_c < 3,9$	$\bar{p}_t = 0,30 \text{ GeV/c}$
$4 < \gamma_c < 6,9$	$\bar{p}_t = 0,27$
$7 < \gamma_c < 9,9$	$\bar{p}_t = 0,31$

Ce résultat semble d'ailleurs être assez général, toutes les données expérimentales se rapportant à l'impulsion transversale conduisant, quelle que soit l'énergie incidente, à une valeur moyenne de p_t comprise entre 0,2 et 0,5 GeV/c; (FB 58, DA 56, EB 57, HV 51, MI 59...); la seule exception à cette règle semble être le résultat obtenu par Schein avec l'étoile « S » (SM 55), pour laquelle l'auteur a trouvé $\bar{p}_t \sim 0,06$ GeV/c.

Notons enfin que la valeur moyenne de l'impulsion transversale estimée à 0,7 GeV/c pour les protons est à rapprocher des résultats obtenus par Edwards et al. (EB 57); ces derniers auteurs trouvent en effet que l'impulsion transversale des particules plus lourdes que les mésons π est sensiblement plus grande que l'impulsion transversale correspondant aux mésons π ; ils donnent les résultats suivants :

$$\bar{p}_t(\text{mésons } \pi) \sim 0,5 \text{ GeV/c}$$

$$\bar{p}_t(K, \text{ nucléons, } Y) \sim 2 \text{ GeV/c}$$

6. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

ÉTUDE DANS LE SYSTÈME DU CENTRE DE MASSE

6.1. DÉTERMINATION DE L'ÉNERGIE INCIDENTE. SPECTRE DES γ_c

En 4.6, nous avons décrit les différentes méthodes de calcul utilisées pour déterminer le facteur de Lorentz γ_c lié à la vitesse du système du centre de masse par la relation :

$$\gamma_c = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_c^2}}$$

Le tableau 6.1 (4^e colonne) indique les valeurs de γ_c pour les 111 gerbes mesurées, déduites de la condition

$$\Sigma \cos \theta^* = 0 \quad (1)$$

Nous avons également indiqué (3^e colonne) les valeurs de γ_c déduites de l'approximation

$$\gamma_c \sim \frac{1}{tg \theta_m} \quad (2)$$

θ_m désignant l'angle médian de la gerbe (CC 53) (DC 53). Cette dernière définition conduit à des valeurs systématiquement trop élevées; pour les 111 gerbes mesurées, nous avons trouvé, en moyenne :

$$\frac{\gamma_c \text{ déduit de (2)}}{\gamma_c \text{ déduit de (1)}} = 1,39;$$

ce rapport dépend sensiblement de l'angle médian de la gerbe.

La 5^e colonne du tableau 6.1 contient les valeurs de γ_c déduites de l'interprétation particulière que nous avons admis pour la gerbe : cette interprétation tient compte de l'excès positif, de l'énergie disponible et de l'énergie visible, ainsi que des différents critères exposés en 7.1 tendant à éliminer les interactions complexes nucléon-noyau. L'interprétation adoptée n'est généralement pas la seule possible; elle doit être la plus probable; lorsque l'interprétation adoptée

Liste des événements mesurés
Caractéristiques des gerbes dans leur système du centre de masse

- (1) Numéro de l'événement.
- (2) Angle médian.
- (3) γ_c déduit de l'angle médian suivant l'approximation $\gamma_c = \frac{1}{\text{tg} \theta_{\text{méd}}}$.
- (4) γ_c calculé suivant la méthode décrite en 4.6 : $\Sigma \cos \theta^x = 0$.
- (5) γ_c estimé d'après l'interprétation la plus probable donnée en (6).
- (6) Interprétation la plus probable de l'événement.
- (7) Inélasticité déduite de (6).
- (8) γ_c calculé suivant la méthode décrite en 4.6 : $\Sigma p^x \cos \theta^x = 0$.
- (9) Anisotropie calculée suivant la méthode décrite en 4.6.
- (10) Anisotropie déduite de la méthode 4.6 et de l'interprétation (6).
- (11) Erreur statistique sur l'anisotropie.
- (12) Anisotropie : erreur due aux fluctuations de γ_c .
- (13) Anisotropie : erreur probable.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XI 246	5,40	10,6	7,6 +3,3 -2,4	7,6	$p+n+\pi$	0,4	10,0 -4	0,59	0,57	0,125	+0,05	0,139
XI 826	9,96	5,7	5,2 +2,2 -1,6	5,0	$p+n+\pi$	1,0	3,8 +1,4 -1,2	0,65	0,67	0,107	-0,07 +0,005 -0,015	0,107
XO 693	6,22	9,2	5,7 +4,0 -1,3	5,4	$p+n+\pi$	0,58	-	0,66	0,61	0,118	+0,04 -0,00	0,120
XO 826	5,15	11,10	7,7 +4,5 -2,5	7,7	$n+n+\pi$	0,6	13,0 +3 -2	0,56	0,56	0,134	+0,07 -0,04 +0,15	0,134
XO 857	9,88	5,78	4,8 +1,4 -1,6	4,1	$p+n+\pi$	0,81	-	0,49	0,44	0,125	-0,00	0,146

TABLEAU 6.1 (suite 1)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XO 871	2,10	27,27	21,1 +12,2 -9,1	21,0	$p+n+\pi$	0,13	—	0,60	0,60	0,144	+0,15 -0,09	0,187
XO 874	8,98	6,35	5,4 3,4 2,0	7,0	$p \quad n+\pi$	0,34	5,5 4 4	0,53	0,44	0,144	+0,15 0,00	0,162
XO 968	9,81	5,8	5,6 4,3 -1,7	5,1	$p+n+\pi$	0,66	—	0,64	0,59	0,125	+0,11 -0,00	0,137
XO 1229	7,22	7,88	5,8 -5,2 -1,9	4,0	$p+n+\pi$	0,68	—	0,67	0,61	0,144	+0,08 -0,00	0,149
XO 1696	7,08	8,08	9,5 +10,9 -4,5	9,5	$n+n+\pi$	0,55	8,4 +4 -3	0,82	0,82	0,125	+0,00 -0,14	0,143
XO 1928	5,51	10,4	10,3 +6,2 -3,5	10,3	$p+n+\pi$	0,37	—	0,63	0,63	0,134	+0,05 -0,09	0,151
XP 505	13,37	4,2	5,2 +2,5 -1,8	5,6	$p+n+\pi$	0,62	—	0,46	0,46	0,158	+0,08 -0,01	0,164
XP 506	11,30	5,0	10,2 +4,1 -4,5	10,7	$p+n+\pi$	0,33	—	0,78	0,78	0,158	+0,14 -0,33	0,283
XQ 15	7,68	7,4	9,2 +8,7 -4,3	6,2	$p+n+\pi$	0,49	—	0,76	0,72	0,144	+0,01 -0,11	0,156
XQ 35	5,14	11,15	6,6 +4,4 -3,1	6,6	$p+n+\pi$	1,0	4,25 +1,7 -1,5	0,84	0,82	0,102	+0,01 -0,07	0,110
XQ 42	4,27	13,40	12,4 +4,8 -3,8	12,4	$n+n+\pi$	0,14	11,0 +4 -4	0,62	0,62	0,134	+0,01 0,05	0,137
XQ 185	1,72	33,69	34,8 +14,6 -9,3	34,0	$p+n+\pi$	0,03	—	0,38	0,38	0,158	+0,35 -0,07	0,263
XR 109	8,80	6,5	3,2 +3,1 -2,1	3,2	$p+n+\pi$	0,6	4,5 +8,0 -4,5	0,84	0,79	0,134	-0,11 0,07	0,161
XR 207	9,07	6,30	4,8 +4,5 -1,9	—	$N-4$	—	10,2 +6,5 -4,0	0,81	—	0,125	-0,06 0,03	0,133
XR 311	7,72	7,35	6,7 +2,8 -2,2	6,7	$p+n+\pi$	0,5	—	0,38	0,42	0,144	+0,12 -0,00	0,156
XR 832	6,56	8,75	4,8 +3,3 -2,6	6,3	$p+n+\pi$	0,4	—	0,79	0,76	0,134	+0,04 -0,11	0,154

TABLEAU 6.1 (suite 2)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11) I	(12)	(13)
XR 880	1,54	37,0	36,8	32,4 16,2	24,0	$p+n+\pi$	0,1	0,76	0,71	0,158	+0,04 -0,25	0,214
XR 971	4,64	12,3	4,8	4,4 1,9	7,0	$p+n+\pi$	0,5	0,82	0,79	0,144	-0,04 -0,18	0,181
XR 1019	1,53	37,0	19,1	9,7 8,5	16,0	$p+n+\pi$	0,17	0,64	0,72	0,144	+0,20 -0,06	0,194
XS 29	3,73	15,2	9,6	-4,2 2,9	11,2	$p+n+\pi$	0,53	0,69	0,66	0,118	+0,00 -0,02	0,118
XS 119	8,71	6,55	2,5	1,25 -1,25		$N = 3,5$		0,70		0,144	-0,00 -0,15	0,162
XS 190	2,45	23,38	17,4	6,8 5,8	19,0	$p+n+\pi$	0,15	0,48	0,48	0,134	+0,16 0,06	0,173
XS 250	11,68	4,85	4,8	+1,8 -1,4	4,8	$p+n+\pi$	0,6	0,63	0,63	0,107	-0,02 -0,00	0,107
XT 70	7,00	8,2	5,4	-2,9 1,8	5,4	$p+n+\pi$	0,7	0,60	0,60	0,134	+0,04 +0,06	0,143
XT 123	9,53	5,95	5,4	+3,1 1,5		$N = 4$		0,70		0,107	+0,01 -0,00	0,107
XT 169	10,98	5,15	3,3	2,2 -1,2	3,3	$p+n+\pi$	0,75	0,54	0,54	0,158	+0,17 -0,17	0,232
XT 202	7,97	7,1	4,8	1,8 -1,8	4,5	$p+n+\pi$	0,52	0,56	0,49	0,134	+0,11 0	0,145
XT 208	8,38	6,8	4,8	4,3 1,7	4,8	$p+n+\pi$	0,52	0,65	0,60	0,134	+0,17 -0	0,159
XT 232	13,48	4,18	3	0,3 1,5		$N = 6$		0,63		0,091	+0,02 -0,12	0,115
XT 263	19,58	2,8	2,1	2,8 0,6		$N = 4$		0,74		0,112	+0,02 -0,02	0,114
XT 280	4,08	14,0	7,6	3,4 1,5	10,6	$p+n+k+k+\pi$	0,3	0,67	0,63	0,118	+0,02 0	0,118
XT 297	4,4	12,95	12,3	2,7 -2,9		$N = 3$		0,57		0,086	+0,06 -0,05	0,102

TABLEAU 6.1 (suite 3)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XT 453	5,43	10,55	6,6	2,8 2,8	7	$p+n+\pi$	0,32	0,53	0,53	0,158	-0 0,15	0,175
XT 466	1,21	47,74	29,7	8,1 9,1	37	$p+n+\pi$	—	0,67	0,54	0,144	+0,18 -0,08	0,194
XT 506	6,40	8,98	2,4	3,3 1,2		$N=4$		0,84		0,144	+0,03 -0,09	0,156
XT 627	6,03	9,5	6,9	2,7 2,1		$N=4$		0,60		0,107	+0,08 -0,04	0,123
XT 810	13,12	4,3	2,1	2,1 1	2,1	$p+n+\pi$	0,57	0,76	0,61	0,177	0,01 -0	0,177
XT 841	4,72	12,05	9,4	3,1 2,6	9	$p+n+\pi$	0,5	0,51	0,50	0,107	-0,11 0,06	0,137
XT 868	1,85	30,98	26,2	8,2 7,2	23	$p+n+\pi$	0,06	0,27	0,27	0,158	-0,01 -0,14	0,175
XT 888	2,0	28,64	16,7	7,3 6	16,7	$p+n+\pi$	0,15	0,72	0,72	0,125	+0,08 -0,06	0,143
XT 976	6,48	8,88	7,6	3,5 2,1	9,1	$p+n+\pi$	0,52	0,58	0,54	0,112	-0,04 0	0,118
XT 979	6,85	8,35	4,9	2,7 2,7	4,9	$p+n+\pi$	0,54	0,73	0,66	0,125	+0,15 -0,18	0,207
XT 1041	12,59	4,5	2	1,5 0,9		$N=3$		0,85		0,144	+0,16 -0,22	0,238
XT 1071	1,58	35,80	31,3	13,8 7,4	27	$p+n+\pi$	0,04	0,36	0,25	0,144	+0,40 -0,01	0,251
XT 1186	2,06	27,96	14,8	5,8 3,8	13,4	$p+n+\pi$	0,14	0,56	0,53	0,134	+0,10 -0,03	0,149
XT 1384	17,77	3,1	1,6	0,7 0,4		$N=6$	—	0,82		0,118	0 -0,05	0,121
XT 1403	2,61	22,02	7,3	2,3 1,6	6	$p+n+\pi$	0,31	0,86	0,84	0,144	0 0,14	0,160
XT 1423	11,7	4,85	4,4	1,8 1,7	4,4	$p+n+\pi$	0,31	0,58	0,58	0,158	-0,11 0,01	0,169

TABLEAU 6.1 (suite 4)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XT 1514	9,83	5,8	3,6 + 2,8 - 1,6	4	$p + p + \pi$	0,6		0,64	0,54	0,144	+ 0,01 0,01	0,144
XT 1766	9,46	6,05	4,8 + 2,3 - 1,9	4,8	$n + n + \pi$	0,32		0,43	0,43	0,158	+ 0,15 - 0	0,175
XT 1964	6,86	8,35	6,8 + 1,7 - 2	6,8	$p + n + \pi$	0,46		0,39	0,42	0,112	+ 0,11 - 0	0,125
XT 1965	10,54	5,4	3,2 + 0,9 - 1,5	—	$N - 4$		—	0,72		0,102	+ 0,01 - 0,01	0,102
XT 2053	11,07	5,1	3,6 + 2,3 - 1	—	$N - 4$	—		0,66		0,107	+ 0,12 - 0,12	0,161
XT 2156	4,47	12,8	4,8 + 2,4 - 1,8	8,1	$p + n + \pi$	0,28		0,64	0,65	0,158	+ 0,04 - 0	0,159
XU 31	10,83	5,25	4,4 + 0,9 - 1,4	—	$N - 5$			0,59	—	0,091	+ 0,05 - 0	0,094
XU 143	4,58	12,45	7,7 + 4,5 - 2,4	7,7	$p + n + \pi$	0,56		0,65	0,65	0,125	+ 0,07 0,07	0,143
XU 385	4,02	14,1	8,4 + 4,1 - 2,7	8,4	$p + n + \pi$	0,18		0,44	0,44	0,158	+ 0,26 0,06	0,225
XU 394	17,4	3,15	1,9 + 0,9 - 0,6	4	$p + n + \pi$	0,75		0,71	0,71	0,107	+ 0,05 - 0,04	0,116
XU 524	22,99	2,35	1,9 + 0,6 - 0,8		$N - 3,5$			0,40		0,144	+ 0,08 - 0,13	0,178
XU 583	14,06	4,0	3,3 + 1,4 - 1		$N - 4$	—		0,61		0,098	+ 0,07 - 0,08	0,123
XU 600	5,45	10,55	9,7 + 3,2 - 2,5	9,7	$p + n + \pi$	0,27		0,22	0,19	0,144	+ 0,12 0	0,156
XU 823	1,65	34,75	29,2 + 0,0 - 6,1	26,2	$p + n + \pi$	0,05		0,59	0,45	0,144	+ 0,18 - 0,02	0,175
XU 857	8,12	7,0	5,1 + 1,7 - 1,2		$N - 4$		—	0,65		0,107	+ 0,06 0	0,111
XU 873	7,23	7,85	3,6 + 1,7 - 0,8		$N - 3$			0,75		0,125	+ 0,04 - 0,05	0,130

TABLEAU 6.1 (suite 5)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XW 48	7,89	7,2	3,8	$\begin{smallmatrix} +2,6 \\ -1,5 \end{smallmatrix}$	4,6	$p+n+\pi$	—	0,71	0,63	0,177	$\begin{smallmatrix} +0,16 \\ -0,17 \end{smallmatrix}$	0,242
XW 64	4,79	11,9	10,3	$\begin{smallmatrix} 4,8 \\ 3,8 \end{smallmatrix}$	12	$p+n+k+\pi$	—	0,61	0,61	0,125	$\begin{smallmatrix} +0,06 \\ 0 \end{smallmatrix}$	0,129
XW 148	8,0	7,1	3,5	$\begin{smallmatrix} +2,3 \\ -1 \end{smallmatrix}$	4,7	$p+n+\pi$	—	0,62	0,55	0,158	$\begin{smallmatrix} +0,08 \\ -0,07 \end{smallmatrix}$	0,175
XW 193	6,58	8,7	9,2	$\begin{smallmatrix} +4 \\ -3,4 \end{smallmatrix}$	7,4	$p+n+\pi$	—	0,48	0,40	0,158	$\begin{smallmatrix} +0,03 \\ -0 \end{smallmatrix}$	0,159
XW 313	16,56	3,35	2,1	$\begin{smallmatrix} +1,1 \\ -0,3 \end{smallmatrix}$	—	$N=5$	—	0,5	—	0,112	$\begin{smallmatrix} +0,11 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$	0,135
XW 408	2,92	19,74	18,8	$\begin{smallmatrix} +8,4 \\ -6 \end{smallmatrix}$	18,8	$p+n+\pi$	—	0,4	0,40	0,158	$\begin{smallmatrix} +0,18 \\ -0 \end{smallmatrix}$	0,182
XW 414	11,56	4,9	3,6	$\begin{smallmatrix} +3,7 \\ -1,8 \end{smallmatrix}$	6,2	$p+n+\pi$	—	0,69	0,66	0,158	$\begin{smallmatrix} +0,03 \\ -0,08 \end{smallmatrix}$	0,167
XW 660	3,91	14,6	6,9	$\begin{smallmatrix} +3,7 \\ -2,7 \end{smallmatrix}$	—	$N=4$	—	0,80	—	0,102	$\begin{smallmatrix} +0 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$	0,104
XX 23	9,54	5,95	3,2	$\begin{smallmatrix} +0,9 \\ 0,9 \end{smallmatrix}$	—	$N=4$	—	0,62	—	0,125	$\begin{smallmatrix} +0,01 \\ 0 \end{smallmatrix}$	0,125
XX 74	7,54	7,5	7,6	$\begin{smallmatrix} +4,8 \\ 2,7 \end{smallmatrix}$	6,1	$p+n+\pi$	—	0,56	0,56	0,134	$\begin{smallmatrix} +0 \\ -0,19 \end{smallmatrix}$	0,164
XX 310	10,64	5,35	7,3	$\begin{smallmatrix} +8,7 \\ 3,2 \end{smallmatrix}$	6	$p+n+\pi$	—	0,66	0,59	0,158	$\begin{smallmatrix} +0 \\ -0,15 \end{smallmatrix}$	0,175
XX 392	8,06	7,05	3,9	$\begin{smallmatrix} +7 \\ -2,2 \end{smallmatrix}$	4	$p+n+\pi$	—	0,78	0,78	0,158	$\begin{smallmatrix} +0,08 \\ -0,02 \end{smallmatrix}$	0,166
XX 396	15,23	3,65	3,1	$\begin{smallmatrix} +2 \\ 2 \end{smallmatrix}$	—	$N=5$	—	0,7	—	0,112	$\begin{smallmatrix} -0,01 \\ -0 \end{smallmatrix}$	0,112
XX 398	6,12	9,35	7,6	$\begin{smallmatrix} +4,3 \\ -3 \end{smallmatrix}$	6,6	$p+n+\pi$	—	0,50	0,48	0,158	$\begin{smallmatrix} +0,06 \\ -0,07 \end{smallmatrix}$	0,17
XX 464	19,95	2,75	3,6	$\begin{smallmatrix} +1,9 \\ -0,8 \end{smallmatrix}$	—	$N=3,5$	—	0,63	—	0,134	$\begin{smallmatrix} +0,07 \\ -0,04 \end{smallmatrix}$	0,145
XX 508	8,17	6,95	4,8	$\begin{smallmatrix} +2,8 \\ -2,1 \end{smallmatrix}$	6,6	$p+n+\pi$	—	0,60	0,38	0,177	$\begin{smallmatrix} +0,14 \\ 0,08 \end{smallmatrix}$	0,21

TABLEAU 6.1 (suite 6)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XX 592	4,05	14,0	11,5	8	$p+n+\pi$	0,18		0,69	0,59	0,144	0	0,145
XX 731	6,97	8,2	4,6	4,8	$p+A+k+\pi$	0,62		0,71	0,65	0,118	0,03	0,135
XX 1011	6,45	8,9	8	1,7	$p+n+\pi$	0,33		0,49	0,58	0,158	-0,11	0,175
XX 1123	13,18	4,25	4,7	4,6	$p+n+\pi$	0,59		0,59	0,54	0,125	-0,16	0,126
XX 1305	2,22	26,03	11,8	-2,9	$p+n+\pi$	0,1		0,72	0,75	0,177	+0,05	0,180
XX 1425	8,43	6,75	3,1	-1,7	$A+k+n+\pi$	0,75		0,79	0,77	0,125	0	0,160
XX 1724	5,5	10,45	5,5	-2,4	$p+n+\pi$	0,83		0,71	0,69	0,091	-0,15	0,091
XX 1843	18,27	3,0	2,4	2,9	$N=3$			0,51	—	0,125	0,05	0,135
XX 2066	9,39	6,05	4,8	2,1	$p+n+\pi$	0,46		0,40	0,40	0,134	+0,08	0,145
XX 2114	18,93	2,9	3,6	-0,5	$p+n+\pi$	0,82		0,65	0,59	0,134	-0,11	0,140
XY 450	9,3	6,15	3,6	1,4	$A+k+p+\pi$	0,66		0,60	0,47	0,134	-0,02	0,175
XY 801	11,81	4,8	4	2,6	$N=3$			0,52	—	0,125	-0,12	0,130
XY 830	20,67	2,65	2,1	-1,4	$N=3,5$			0,62	—	0,144	+0,02	0,145
XY 1093	11,04	5,1	3,6	2,1	$p+n+\pi$	0,65		0,52	0,52	0,118	-0,04	0,165
XY 1338	5,61	10,25	9,8	-0,9	$n+n+\pi$	0,15		0,56	0,56	0,158	-0,15	0,165
XY 1370	4,33	13,15	4,6	4,1	$p+A+k+\pi$	0,14		0,78	0,59	0,158	+0,09	0,160
				3,7							-0,04	
				2,6							0	
				1,4							-0,07	

TABLEAU 6.1 (suite 7)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
XY 1511	3,28	17,15	17,8 +6,8 -4,7	16,6	$p+n+\pi$	0,08	—	0,28	0,23	0,158	-0,12 -0	0,170
XY 1847	4,13	13,75	7,6 +3,2 -1,7	9	$p+n+\pi$	0,17	—	0,52	0,46	0,144	0,17 0	0,165
XY 1918	5,21	11,0	9,4 +5,4 -3,4	7,3	$p+n+\pi$	0,23	—	0,48	0,46	0,158	0,16 0	0,175
XY 1975	7,97	7,15	6,3 +1,5 -2	—	$N=3$	—	—	0,58	—	0,094	+0,11 -0	0,110
XY 2034	2,71	21,20	14,4 +5,2 -4	14,4	$p+n+\pi$	0,17	—	0,43	0,43	0,144	0 0,17	0,165
XZ 75	5,62	10,2	7,6 +3,5 -2,3	6,8	$p+n+\pi$	0,62	—	0,55	0,53	0,118	+0,08 -0	0,125
XZ 137	6,22	9,2	9,2 +4,4 -3	9,2	$p+n+\pi$	0,38	—	0,62	0,71	0,125	0,08 -0,07	0,145
XZ 158	8,88	6,4	5,4 +2,7 -1,4	5,4	$p+n+\pi$	0,80	—	0,74	0,74	0,118	0,08 0,05	0,135
XZ 432	8,70	6,55	7 +10,7 -3	5,1	$p+n+\pi$	0,29	—	0,75	0,51	0,158	0,25 -0,14	0,250
XZ 535	7,27	7,80	9,7 +5,2 -2,1	9,7	$p+n+\pi$	0,32	—	0,66	0,66	0,158	-0,09 0,05	0,170

conduit, par exemple, à identifier une trace à un proton, cette dernière est éliminée de la somme (1), ce qui entraîne une modification de la valeur de γ_c . La fig. 6.1 représente la distribution des γ_c déduits de (1) et de l'interprétation particulière la plus probable; dans ce qui suit, nous utiliserons cette dernière valeur de γ_c ; nous ne tiendrons pas compte des gerbes dont l'interprétation conduit à admettre une interaction complexe nucléon-noyau. Nous définissons ainsi un spectre des γ_c que nous pouvons lier directement au spectre des protons incidents à l'aide de la relation (3) :

$$E_p = (2\gamma_c^2 - 1) M \quad (3)$$

M : masse des nucléons

E_p : énergie de la particule incidente en supposant une interaction nucléon-nucléon.

La figure 6.2 représente le spectre des protons primaires déduits de (3) et de la distribution des γ_c ; nous avons tracé, sur la même figure, la courbe théorique que devrait suivre ce spectre si aucun biais expérimental n'altérait le spectre du rayonnement cosmique utilisé :

$$dN \sim E_p^{-2,5} dE_p \quad (4)$$

Si l'on exclut les régions du spectre intégral dans lesquelles les différents critères de sélection interviennent de façon trop importante, on peut admettre que le spectre expérimental correspond à la loi :

$$dN = E^{-1,8 \pm 0,3} dE$$

La différence entre ce résultat et le spectre généralement admis

$$dN = E^{-2,5} dE$$

résulte, d'une part, du système de sélection des gerbes et, d'autre part, de la détermination des γ_c : la sélection électronique des événements et les critères de mesurabilité choisis tendent en effet à éliminer les gerbes de faible multiplicité; ce biais peut expliquer, en partie, la forme du spectre expérimental à la limite inférieure de la gamme d'énergie considérée; néanmoins, l'effet le plus important provient de la détermination approchée des γ_c : le spectre des protons primaires décroissant rapidement avec l'énergie, et les erreurs commises sur γ_c étant en général assez grandes, le nombre d'interactions de basse énergie apparaissant avec un γ_c élevé est systématiquement plus grand que le nombre d'interactions de grande énergie apparaissant avec un petit γ_c .

On peut montrer (ML 59) que le γ_c expérimental et le γ réel sont liés par la relation :

$$\frac{\gamma_c}{\gamma} = \exp 3\sigma^2 \quad (5)$$

lorsque le spectre primaire est de la forme (4). σ désigne l'écart standard de l'erreur commise sur la mesure des γ_c ; dans l'ensemble nos événements sont mesurés avec une erreur statistique de l'ordre de 30 % sur γ_c . D'après la relation (5), cette erreur entraîne une surestimation des γ_c d'environ 30 %; de plus, certaines gerbes étant définies avec de très grandes erreurs sur γ_c , il n'est pas impossible que la plupart des valeurs élevées déterminées expérimentalement correspondent en réalité à des énergies réelles beaucoup plus faibles.

L'erreur systématique introduite ainsi dans le choix des γ_c explique l'essentiel de la différence observée entre le spectre théorique et le spectre expérimental des protons primaires; cependant, même en tenant compte de cet effet, il subsiste une légère différence, le spectre apparant présentant encore un excès anormal vers les hautes énergies; remarquons que si la contamination de nos gerbes en interaction complexes était grande, nous devrions nous attendre à une différence opposée, car dans ce dernier type d'interactions, l'énergie primaire est liée au γ_c par la relation approchée :

$$E_p \sim 2nM\gamma_c^2 \quad (6)$$

n désignant le nombre de nucléons mis en jeu dans la cible; d'ailleurs, les quelques 26 événements identifiés à des interactions complexes se situent toutes dans la région des faibles valeurs de γ_c (voir la fig. 6.1) : ces interactions (et probablement les interactions du même type, non identifiées) tendent donc à masquer la différence mentionnée ci-dessus.

Par contre, la présence de protons de grande énergie parmi les particules secondaires peut expliquer le désaccord résiduel entre le spectre théorique et le spectre expérimental corrigé d'après (5); en effet, en supposant que les événements observés représentent essentiellement des collisions nucléon-nucléon, on peut admettre que, dans l'ensemble, chaque gerbe contient un proton; de plus, les faibles valeurs d'inélasticité mesurées impliquent pour ce proton un angle d'émission limité; dans le système du laboratoire, il sera donc émis avec une petite ou une grande impulsion suivant qu'il aura été émis en arrière ou en avant dans le système du centre de masse :

$$\begin{aligned} p &\sim \gamma_c p^* (1 - \beta_c) && \text{pour un proton émis en arrière} \\ p &\sim 2\gamma_c p^* && \text{pour un proton émis en avant.} \end{aligned} \quad (7)$$

Dans le premier cas, le proton est souvent ionisant; il est donc exclu des traces choisies pour le calcul de γ_c ; par contre, dans le deuxième cas, le proton est toujours au minimum d'ionisation; il entre dans la détermination du γ_c , et contribue, de ce fait, à surestimer la valeur réelle de ce paramètre. D'ailleurs, nous avons tenu compte systématiquement de cet effet lorsque nous avons donné à chaque événement une interprétation particulière et le spectre des γ_c ainsi obtenus est comptable avec le spectre théorique, compte tenu des corrections dues à la relation (5).

Remarquons également que le choix particulier que nous avons imposé pour l'axe de nos gerbes (voir 4.5.4) peut entraîner une certaine surestimation systématique des γ_c : en effet, dans le cas général où le plupart des particules « rapides » ont à peu près le même poids pour la définition de l'axe, la détermination de ce dernier revient à choisir pour la gerbe l'angle médian minimum; or, l'expérience montre que l'énergie mise en jeu dans l'interaction se retrouve en majeure partie dans une seule particule secondaire (voir Chap. 2; Vernov a montré que 70 % de l'énergie primaire était conservée par l'un des nucléons).

La présence des mésons π^0 contribue également à surestimer la valeur des γ_c , mais on peut montrer dans ce cas que l'erreur systématique est négligeable; en 4.5, nous avons trouvé pour cet effet, moyennant quelques hypothèses simplificatrices, que l'erreur statistique sur la direction de l'axe de la gerbe était de l'ordre de $1/\gamma_c^2$; on peut donc admettre que la présence des π^0 n'entraîne pas une correction supérieure à $1/\gamma_c^2$ pour la valeur de γ_c . En conclusion :

- 1) le γ_c estimé à partir de l'angle médian conduit à une valeur surestimée de l'énergie primaire d'environ 50 % par rapport à la valeur réelle.
- 2) le γ_c déduit de l'identité $\Sigma \cos \theta^* = 0$ conduit à une surestimation de l'ordre de 30 % si l'on admet pour le spectre des protons primaires la loi

$$dN \sim E_p^{-2,5} dE_p$$

- 3) les grandes valeurs de γ_c trouvées pour quelques événements résultent probablement d'une erreur systématique tendant à surestimer les γ_c mal définis.
- 4) la comparaison du spectre primaire théorique au spectre expérimental permet d'estimer à moins de 40 % la contamination des événements en interactions complexes du type nucléon-noyau.
- 5) le spectre des γ_c obtenus en adoptant pour chaque interaction une interprétation particulière, diffère légèrement du spectre obtenu en appliquant directement la loi $\Sigma \cos \theta^* = 0$; la différence provient principalement de l'élimination des protons de grande énergie émis vers l'avant. Le spectre ainsi obtenu est compatible avec le spectre théorique.

La colonne 8 du tableau 6.1 donne, pour quelques événements la valeur du γ_c calculée à partir de l'égalité :

$$\bar{p}_{av}^* = \bar{p}_{ar}^* \quad (8)$$

Nous avons décrit en 4.6 la méthode adoptée pour ce calcul; on voit que les erreurs sont alors sensiblement supérieures aux erreurs correspondant à l'utilisation de l'identité (1), exception faite de quelques cas particuliers présentant une grande anisotropie (XQ 35, XO 1696).

La multiplicité des traces au minimum d'ionisation est à peu près indépendante de γ_c . La décroissance observée à partir de $\gamma_c \approx 7$ peut être due aux difficultés rencontrées dans la détermination de γ_c pour les gerbes de faible multiplicité : il résulte de la discussion précédente que pour ces gerbes, le γ_c choisi est en général largement surestimé. A cet effet vient s'ajouter celui de la sélection particulière utilisée pour définir une gerbe mesurable ; en imposant une multiplicité supérieure à 4 pour le choix des événements, nous écartons systématiquement, vers les basses énergies, les gerbes de faible multiplicité, alors que pour les énergies incidentes les plus élevées, la multiplicité des gerbes se situe en général au-dessus du seuil imposé par la sélection ; il en résulte une déformation de la courbe expérimentale $n = f(\gamma_c)$ tendant à mettre en évidence une diminution de la multiplicité lorsque γ_c croît.

Il ressort de ces différentes remarques qu'aucune loi significative ne peut être tirée de nos résultats expérimentaux en ce qui concerne la multiplicité en fonction de l'énergie ; globalement, nous pouvons comparer la multiplicité moyenne obtenue :

$$n = 7,5 \pm 0,3$$

aux autres résultats expérimentaux correspondants à des énergies équivalentes ; pour les gerbes observées dans des émulsions, G. Bozoki (BG 59) donne les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{ll} \gamma_c = 2,3 & n = 8,2 \pm 0,3 \quad (69 \text{ événements}) \\ \gamma_c = 5,7 & n = 11,6 \pm 0,7 \quad (22 \text{ événements}) \end{array}$$

Ces résultats proviennent de toute une série d'expériences et les critères de sélection choisis ne sont pas sensiblement différents des nôtres (toutefois, on admet, dans cette sélection, des gerbes comprenant jusqu'à 4 particules ionisantes). La différence entre les multiplicités indiquées par Bozoki et nos résultats provient probablement de la présence de nombreuses interactions complexes dans les noyaux des émulsions : en effet, on peut prévoir que le nombre de collisions moyen par noyau est de 1,9 dans le carbone et 2,4 dans le cuivre, alors que dans les émulsions, on admet en général 3,4 collisions par noyau.

6.2. DISTRIBUTION ANGULAIRE

6.2.1. Résultats-discussion des erreurs

En 4.6, nous avons défini l'anisotropie des gerbes par la relation :

$$A = \frac{1}{n} \sum |\cos \theta^*| \quad (1)$$

ce qui correspond à l'expression

$$A = \frac{m+1}{m+2} \pm \sqrt{\frac{m+1}{4n(m+3)}} \quad (2)$$

lorsqu'on représente la distribution angulaire par une loi de la forme :

$$N(\theta^*)d\theta^* = a \cos^m \theta^* \sin \theta^* d\theta^* \quad (3)$$

Dans l'expression (2), l'erreur mentionnée ne tient pas compte des fluctuations dues aux variations possibles du γ_c choisi; elle ne correspond qu'à l'erreur statistique due à la faible multiplicité des gerbes; les résultats expérimentaux nous conduisent à adopter, pour cette erreur statistique, la valeur :

$$\Delta_s = \pm \sqrt{\frac{1}{8n}} \quad (4)$$

soit $m \sim 1$.

Le tableau 6.1 donne la valeur de cette erreur pour chaque événement. Nous avons également porté les erreurs maximales Δ_γ , qu'on obtient en faisant varier γ_c dans les limites calculées suivant la méthode décrite en 6.1; ces deux résultats mettent en évidence qu'en général, Δ_γ est négligeable par rapport à Δ_s ; nous avons finalement adopté l'erreur probable suivante :

$$A = \pm \sqrt{\Delta_s^2 + \Delta_\gamma^2} \quad (5)$$

Le tableau 6.1 donne la valeur de l'anisotropie pour chaque élément, déduite de la relation (1) et correspondant au γ_c calculé plus haut (4^e colonne). Bien que pour chaque événement l'anisotropie ne s'éloigne pas de l'isotropie de façon significative, compte tenu des erreurs importantes entraînées principalement par Δ_s , la distribution angulaire de l'ensemble des gerbes est sensiblement différente d'une distribution isotrope; d'ailleurs pour l'ensemble des traces nous trouvons :

$$A = 0,628 \pm 0,014 \quad (6)$$

En réalité, cette valeur expérimentale est approchée par défaut; d'une part, les fluctuations dues aux variations de γ_c tendent en général à augmenter l'anisotropie, cette dernière prenant le plus souvent une valeur minimale pour le γ_c choisi. D'autre part, l'interdétermination qui subsiste sur le choix de l'axe de la gerbe entraîne, principalement pour les faibles multiplicités, une diminution artificielle de l'anisotropie de la gerbe; en effet, la plupart des particules secondaires de grande énergie sont rarement mesurables et présentent à peu près toutes la même longueur mesurable dans la chambre; on est donc conduit à attribuer le même poids à toutes ces traces lors de la détermination de l'axe de la gerbe; ce choix revient à adopter l'anisotropie minimale pour la distri-

bution angulaire des particules : supposons, par exemple, qu'une gerbe ne soit composée que de deux particules non mesurables et de même moment maximum détectable; nous prendrons pour axe de cette gerbe la bissectrice de l'angle formé par les deux traces, ce qui conduira à une anisotropie nulle $A = 0$ lorsque nous aurons effectué la transformation de Lorentz satisfaisant à la condition $\Sigma \cos \theta^* = 0$.

Naturellement, nous devons nous attendre à une diminution rapide de cet effet avec des multiplicités croissantes: les résultats suivants montrent qu'il devient négligeable au-delà de $n = 7$:

<i>multiplicité</i>	<i>anisotropie A</i>
$n < 7$	$0,588 \pm 0,025$
$7 \leq n \leq 9$	$0,6415 \pm 0,022$
$n > 9$	$0,651 \pm 0,024$

il est probable que l'accroissement observé dans la région $5 \leq n \leq 8$ correspond en grande partie à l'effet mentionné ci-dessus; remarquons néanmoins que les modèles statistiques du type Landau-Fukuda prévoient un tel accroissement de l'anisotropie en fonction de la multiplicité.

L'anisotropie donnée en (6) est relative à l'ensemble des traces associées à chaque gerbe; cette quantité n'est donc pas représentative de la distribution angulaire des mésons π seuls, mais également des particules plus lourdes, et principalement du ou des nucléons émis par la collision; en se plaçant dans le cas limite où chaque gerbe contient un proton émis dans la direction de l'axe de la gerbe, nous pouvons estimer grossièrement l'anisotropie des particules autres que ce proton en admettant pour A :

$$A' = \frac{\bar{A} \cdot \bar{n} - 1}{\bar{n} - 1} = 0,57$$

On voit que ce résultat diffère encore sensiblement de l'isotropie; de façon plus précise, en utilisant pour chaque gerbe l'interprétation la plus probable déjà mentionnée (6^e colonne du tableau 6.1), nous pouvons recalculer l'anisotropie en excluant dans chaque cas la trace assimilée à un proton; on trouve alors :

$$A' = 0,585 \pm 0,017 \quad (7)$$

Dans ce calcul, nous n'avons pas tenu compte, naturellement, des 26 gerbes assimilées à des collisions complexes nucléon-noyau; cette dernière valeur de l'anisotropie, comme la précédente, dépend de la multiplicité des gerbes considérées :

pour $n < 8$	$A' = 0,549 \pm 0,022$
et pour $n \geq 8$	$A' = 0,634 \pm 0,025$

Dans ce cas, comme dans le cas précédent, nous pouvons admettre que cette variation en fonction de la multiplicité est due, principalement, à l'impossibilité de définir l'axe réel de nos gerbes et de mesurer l'impulsion des particules de grande énergie.

La figure 6.3 représente la distribution de l'anisotropie « totale » A , alors que (b) correspond à l'anisotropie « réduite » A' .

6.2.3. Etude de l'anisotropie en fonction du γ_c

L'étude de l'anisotropie en fonction du γ_c défini en 6.1 permet également d'apprécier l'erreur systématique en faveur des faibles anisotropies, pour les gerbes dont l'axe est mal défini. En effet, comme nous l'avons souligné en 6.1 les γ_c élevés obtenus par la méthode décrite en 4.6 correspondent à des valeurs surestimées de γ : pour ces gerbes, nous devons donc nous attendre à observer une anisotropie sous-estimée et, si nous admettons que dans la région d'énergie incidente considérée, l'anisotropie ne doit pas varier rapidement avec γ_c (et, de toute façon, ne doit pas décroître lorsque γ_c augmente) la cause principale de toute variation observée peut être attribuée à cet effet; en fait, nous avons observé une faible décroissance de l'anisotropie pour des valeurs croissantes de γ_c :

$\gamma_c < 5,5$	$A' = 0,612 \pm 0,028$
$5,5 < \gamma_c < 9$	$A' = 0,581 \pm 0,027$
$\gamma_c > 9$	$A' = 0,561 \pm 0,030$

ajoutons que la proportion des traces non mesurables et de grande énergie dans les différentes catégories de gerbes ci-dessus est égale, respectivement, à : 0,30; 0,37 et 0,45; cette confirmation des propositions précédentes est d'autant plus intéressante que la multiplicité des gerbes étudiées tend à diminuer avec le γ_c choisi.

6.2.4. Effet des interactions complexes nucléon-noyau

Les événements assimilés à des interactions complexes nucléon-noyau présentent une anisotropie relativement importante :

$$A = 0,662 \pm 0,024$$

Ce résultat est naturel si l'on représente ces interactions complexes par un ensemble de collisions nucléon-nucléon en cascades; il est donc possible que l'anisotropie moyenne observée soit due au moins partiellement, à la présence de quelques interactions complexes. Pour tenter de mettre en évidence un tel effet, nous avons calculé l'anisotropie moyenne en distinguant les gerbes engendrées dans la paraffine des autres gerbes;

gerbes engendrées dans la paraffine : $A = 0,641 \pm 0,019$

autres gerbes : $A = 0,614 \pm 0,020$

Si l'anisotropie était principalement due aux interactions complexes, nous devrions trouver une différence significative entre les gerbes engendrées dans la paraffine et celles engendrées, en grande majorité, dans le cuivre : expérimentalement, aucune différence n'est observée; on peut en conclure que les résultats précédents ne sont probablement pas très affectés par la présence des interactions complexes et nous admettrons, pour l'interprétation de nos résultats, que les particules secondaires sont émises avec une anisotropie de l'ordre de 0,60 pour l'ensemble des gerbes non assimilées à des interactions nucléon-noyau.

6.3. SPECTRE DES PARTICULES SECONDAIRES

A chaque particule (p, θ) bien mesurée dans le système du laboratoire (p : impulsion; θ : angle d'émission par rapport à l'axe), et de masse connue, on peut faire correspondre une impulsion p^* liée au γ de la transformation de Lorentz choisie :

$$p^* = p \left[\sin^2 \theta + \gamma^2 \left(\cos \theta - \frac{\beta}{\beta'} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1)$$

avec
$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$$

β' = vitesse de la particule dans le laboratoire ($c = 1$).

D'une façon générale, nous avons supposé que les particules émises étaient des mésons π , de masse $m = 140$ MeV; nous avons pris $m = 938$ MeV pour les 24 traces ionisantes identifiées à des protons, ainsi que pour les 5 traces ionisantes assimilables soit à des protons, soit à des mésons K .

Quant aux particules V , nous avons pris $m = 1115$ pour les 3 A^0 bien identifiés (XW 660, XX 1425, XY 450) et $m = 497$ pour le θ^0 bien identifié (XT 280); les autres particules V^0 ont été traitées dans les deux cas possibles (θ^0 ou A^0 , avec les impulsions correspondantes indiquées dans le tableau 5.1).

L'impulsion p n'est pas toujours mesurable; dans ce cas, nous avons admis que p était égal à l'impulsion maximum détectable de la trace; la figure 6.4 diagramme *a*) montre les résultats obtenus avec cette hypothèse, pour l'ensemble des gerbes mesurées. Cependant, ces traces non mesurables sont dues soit à des particules de grande énergie et d'angle θ relativement petit, soit au contraire à des traces courtes émises à grand angle; dans les deux cas, leur dis-

tribution dans le spectre de l'ensemble des traces mesurables, n'est pas proportionnelle à la distribution des traces mesurables, comme le montre, d'ailleurs, les résultats suivants :

Ensemble des gerbes mesurées	Proportion des traces non mesurables
$0 < p^* < 0,500 \text{ GeV/c}$	25 %
$0,500 < p^* < 1 \text{ GeV/c}$	42 %
$1 \text{ GeV/c} < p^*$	57 %

Il est donc nécessaire d'examiner de façon plus précise le rôle que peuvent jouer ces particules non mesurables dans la distribution des p^* , afin d'établir avec plus de certitude l'allure du spectre vers les grandes valeurs de p^* . En ce qui concerne les particules de grande énergie peu inclinées sur l'axe, il est possible d'envisager les deux solutions extrêmes suivantes : dans le premier cas, on suppose que toute l'énergie disponible, c'est-à-dire $2M\gamma_c - 2M - 1.5E_{\pi\pm}$ (M : masse des nucléons, $E_{\pi\pm}$: énergie représentée par les traces mesurables) est transmise à une seule particule secondaire ; en général, cette énergie disponible représente environ 60 % de l'énergie mise en jeu dans l'interaction : il est donc normal de choisir cette particule pour définir le nouvel axe, les autres particules d'impulsion non mesurables n'étant introduites dans le calcul qu'avec une énergie moyenne égale à la moyenne de l'énergie des particules mesurables ; le diagramme (b) de la figure 6.5 représente le spectre des p^* déduit de cette hypothèse pour l'ensemble des gerbes mesurées ; la comparaison des diagrammes (a) et (b) met en lumière le rôle joué par cette catégorie de traces non mesurables dans la distribution a) ; en effet, dans la deuxième distribution, elles sont en grande partie accumulées d'une part, vers les grandes impulsions où elles se confondent avec les traces identifiées à des protons et, d'autre part, vers les basses énergies où elles se superposent aux traces mesurables ; dans le deuxième cas, on suppose que l'énergie disponible est répartie de façon uniforme parmi les traces non mesurables émises à petit angle ; cette hypothèse ne diffère pas beaucoup, en réalité, de l'hypothèse adoptée pour la reconstruction des gerbes (définition de l'axe, choix du γ_c ...) ; d'ailleurs, le diagramme (c) de la figure 6.5 montre que dans ce cas, la distribution obtenue est tout à fait comparable à la distribution a) ; notons toutefois que le passage de a) à c) correspond à une certaine uniformisation du spectre, en particulier dans la région comprise entre 0,5 et 1,5 GeV/c.

On peut donc admettre que la présence de ces traces non mesurables en modifie pas sensiblement la valeur moyenne du p^* de l'ensemble des traces ; par contre, elle entraîne une certaine uniformisation du spectre des p^* et peut, de cette façon, masquer la présence d'un second maximum situé vers 2—3 GeV/c ce maximum serait dû, apparemment, à l'émission, dans chaque collision, d'une particule emportant 60 % de l'énergie mise en jeu.

La contribution des traces non mesurables émises à grand angle et le biais qu'elles peuvent entraîner dans la distribution du spectre des p^* , sont plus difficiles à définir; il est probable que ces particules affectent la forme de la distribution vers les grandes valeurs de p^* , car elles correspondent, en général, à des particules émises à grande énergie et en arrière dans le système du centre de masse; d'ailleurs, parmi les 76 traces non mesurables et d'impulsion p^* supérieure à 1 GeV/c, nous retrouvons 16 traces émises à grand angle sur les 21 traces non mesurables comprises dans cette catégorie; cependant, l'impulsion maximum détectable utilisée dans le calcul de p^* est en général très limitée pour ces traces émises à grand angle, et l'incertitude sur p^* est très grande. De plus, il est légitime de penser que quelques-unes de ces traces correspondent à des particules qui ont subi une diffusion secondaire ou ont été produites dans des interactions secondaires non discernables; il n'est donc pas tout à fait justifié de traiter cette catégorie de traces non mesurables comme nous l'avons fait pour les traces émises à petit angle; d'ailleurs, elles ne représentent, au total que 7%, de l'ensemble des traces non mesurables: on peut donc admettre que leur présence ne représente, en fin de compte, qu'une faible contribution à l'ensemble du spectre des p^* .

La relation (1) met en évidence l'influence du choix de γ sur la valeur de p^* ; nous avons vu en 6.1 que les γ_c choisis correspondaient en réalité à une surestimation systématique de la transformation de Lorentz réelle; la distribution des p^* obtenus en prenant pour γ les γ_c définis plus haut (voir 6.1, relation (1)) ne correspond donc pas au spectre réel des p^* ; remarquons cependant que cette erreur en γ_c n'entraîne pas nécessairement une erreur systématique pour les p^* : en effet, supposons par exemple que le γ_c choisi soit trop grand: les particules émises en avant dans le centre de masse seront alors calculées avec un p^* apparent trop petit et, inversement, le p^* d'une particule émise en arrière sera supérieur à sa valeur réelle; la figure 6.5 confirme d'ailleurs ce raisonnement: cette figure représente le spectre des p^* pour l'ensemble des particules en choisissant:

- a) $\gamma = \gamma_c$ défini en 6.1 (4^e colonne du tableau 6.1)
- b) $\gamma = \gamma_c - 3$
- c) $\gamma = \gamma_c + 3$

On voit sur cette figure que le spectre des p^* n'est pas très sensible, dans son ensemble, aux choix du γ_c .

On peut également se demander dans quelle proportion le spectre des p^* ainsi trouvé dépend de la présence d'interactions complexes du type nucléon-noyau parmi les 111 gerbes mesurées: si l'on admet qu'à ces énergies, l'interaction nucléon-noyau peut être représentée par le modèle de Terashima, il est facile de montrer que la valeur moyenne des p^* n'est pas sensiblement modifiée par la présence d'interactions complexes, à condition que l'inélasticité K de

chaque collision individuelle nucléon-nucléon ne soit pas trop grande : en effet, dans ces interactions, le γ_c choisi représente une « moyenne » des γ_c correspondant aux collisions individuelles nucléon-nucléon ; le calcul du p^* de chaque trace conduit donc à une valeur surestimée ou sous-estimée suivant qu'il s'agit d'une particule émise en avant ou en arrière et suivant qu'elle appartient à l'une des collisions individuelles initiales ou finales, mais dans l'ensemble, la valeur moyenne des p^* et même, dans une certaine mesure, le spectre des p^* lui-même, sont conservés. Le modèle de Cocconi conduit à la même conclusion ; en effet, dans ce modèle l'énergie mise en jeu s'écrit :

$$E = 2M\gamma_c n$$

n : nombre de nucléons intervenant dans l'interaction, et la multiplicité s'écrit :

$$N \sim \frac{2M\gamma_c n}{T} \sim n\gamma_c^{1/2}$$

soit

$$\bar{E}^* = \frac{E}{N} \sim \gamma_c^{1/2}$$

L'énergie moyenne des particules émises ne dépend donc pas de n .

Comme nous le verrons dans le chapitre 7, ces modèles fournissent un schéma assez satisfaisant, à ces énergies, pour l'interprétation des interactions complexes ; d'ailleurs la figure 6.6 confirme les prévisions ci-dessus ; sur cette figure, on peut comparer la distribution des p^* de l'ensemble des traces, exception faite des 26 événements assimilés à des interactions complexes, ces dernières étant représentées par la distribution b) ; on voit que les deux distributions présentent la même physionomie.

Il résulte de ce qui précède que la distribution expérimentale des p^* représente une donnée relativement exacte et pour laquelle les erreurs expérimentales ne conduisent pas à des biais très importants ; on peut admettre que la valeur moyenne trouvée ne s'éloigne pas trop de la réalité, en soulignant toutefois qu'il est possible de sous-estimer légèrement le nombre de particules émises avec une grande impulsion.

Spectre des protons : La figure 6.7 représente le spectre des 24 protons ionisants ; on voit que la valeur moyenne du p^* de ces protons est tout à fait différente de la valeur moyenne du p^* des autres traces :

$$\bar{p}_{pr. ion.}^* = 2,66 \text{ GeV}/c$$

$$\bar{p}_{autres traces}^* = 0,49 \text{ GeV}/c$$

Pour mettre en évidence la présence d'autres protons parmi les particules de grande impulsion, nous avons comparé le nombre de traces positives au

nombre de traces négatives dans la région $p^* > 1 \text{ GeV/c}$; au total, nous avons trouvé, dans cette région, 76 traces non mesurables, 25 traces positives et 10 traces négatives; malgré la présence d'un grand nombre de traces non mesurables, ce premier résultat indique un excès positif particulièrement important; de plus, si l'on adopte pour chaque interaction la solution la plus probable telle que nous l'avons exposée en 6.1, toutes les particules assimilées à des protons sont incluses dans les 76 traces non mesurables d'impulsion supérieure à 1 GeV/c .

Impulsion des particules V. Les 10 particules V associées aux gerbes étudiées ne fournissent pas, évidemment, des résultats bien définis sur la distribution de leur impulsion; on peut cependant remarquer les 2 points suivants :

- 1) les 3 Λ^0 bien identifiés possèdent une impulsion comparable à celle des protons, dans le système du centre de masse;
- 2) les particules V non identifiées à des Λ^0 ou des θ^0 présentent une distribution différente suivant qu'on les assimile à des Λ^0 ou des θ^0 ; dans le premier cas leur impulsion moyenne est égale à $1,9 \text{ GeV/c}$, valeur relativement voisine de l'impulsion moyenne des protons, alors que dans le deuxième cas, $p^* = 0,87 \text{ GeV/c}$.

Spectre des mésons π . D'après les résultats précédents, nous pouvons admettre que la majorité des mésons π secondaires ont une impulsion inférieure à 2 GeV/c dans le système du centre de masse; ceci n'exclut pas la possibilité de l'émission de quelques mésons π d'impulsion supérieure à 2 GeV/c , mais nous savons que cette émission ne peut représenter qu'une très faible fraction (inférieure à 2%) de l'ensemble des mésons émis. Dans ce qui suit, nous allons donc étudier le spectre des particules émises avec une impulsion inférieure à 2 GeV/c , et nous assimilerons ces particules à des mésons π .

En premier lieu, remarquons que l'impulsion moyenne ne dépend pas de la multiplicité :

n	$\bar{p}^*$
4—5	$0,49 \pm 0,06 \text{ GeV/c}$
6	$0,47 \pm 0,07$
7	$0,56 \pm 0,08$
8	$0,48 \pm 0,07$
9—10	$0,42 \pm 0,07$
11—12	$0,53 \pm 0,07$
13—14—15	$0,42 \pm 0,07$

L'étude de la valeur moyenne relative à chaque gerbe met en évidence le même résultat :

n	$\bar{p}^*$ (par gerbe)
4—5—6	$0,48 \pm 0,10$ GeV/c
7—8	$0,48 \pm 0,12$
9—10—11—12—13—14—15	$0,48 \pm 0,12$

Par contre, il est possible d'extraire des résultats expérimentaux une certaine relation entre l'impulsion moyenne et l'énergie mise en jeu dans l'interaction : en effet, si l'on rejette les gerbes pour lesquelles le γ_c tel que nous l'avons défini en 6.1 est supérieur à 10, ce γ_c n'ayant alors probablement pas une signification physique, nous obtenons les résultats suivants :

$1 < \gamma_c < 3,9$	$\bar{p}^* = 0,433 \pm 0,04$ GeV/c
$4 < \gamma_c < 6,9$	$\bar{p}^* = 0,506 \pm 0,04$
$7 < \gamma_c < 9,9$	$\bar{p}^* = 0,528 \pm 0,04$

Dans le chapitre suivant, nous comparerons ces résultats à d'autres résultats expérimentaux ainsi qu'aux prévisions de certains modèles.

En ce qui concerne la forme du spectre, la figure 6.8 montre qu'elle s'accorde assez bien au spectre d'Heisenberg :

$$dn = C^{re} \frac{p^2 dp}{(p^2 + m_\pi^2)^2} \quad (1)$$

sans toutefois y correspondre exactement ; en particulier, il est difficile d'accorder simultanément le spectre d'Heisenberg aux résultats obtenus pour les faibles valeurs de p^* et pour les valeurs supérieures ; on doit rechercher la cause de ce désaccord dans la présence des traces non mesurables, comme l'indique l'étude précédente et la figure 6.4. Cependant, même si l'on tient compte de cette cause d'erreur, le spectre expérimental ne correspond pas exactement au spectre d'Heisenberg ; chapitre 7, nous verrons comment le modèle « isobarique » permet d'expliquer cette différence pour les faibles valeurs de l'impulsion. Par contre, en ce qui concerne la forme du spectre au-delà de 400 Mev/c l'accord avec une distribution de la forme (1) est remarquable.

6.4. L'INÉLASTICITÉ DES INTERACTIONS

Pour chaque interaction assimilée à une collision nucléon-nucléon, nous pouvons définir une inélasticité K par l'expression suivante :

$$K = \frac{1,5 \sum E_{\pi^\pm}^*}{2M(\gamma_c - 1)} \quad (1)$$

lorsque le proton est identifié, et par l'expression approchée

$$K \sim \frac{1,5(n-1)\Sigma E_{\pi^\pm}^*}{2M(\gamma_c-1)n} \quad (2)$$

lorsque le proton n'est pas identifié.

En effet, nous supposons toujours qu'en moyenne un proton est émis par interaction; lorsque ce proton est identifié, (par son ionisation ou à la suite d'une analyse détaillée de l'interaction), nous supposons que les traces restantes sont des mésons π chargés; l'énergie libérée sous forme de mésons est donc égale à $1,5 \Sigma E_{\pi^\pm}^*$, si l'on admet que le spectre des π^0 est semblable à celui des mésons chargés et si l'on admet de plus :

$$n_{\pi^0} = 0,5n_{\pi^\pm}$$

Lorsque le proton n'est pas identifié, nous tenons compte de sa présence parmi les particules émises en réduisant l'énergie visible par le facteur $\frac{n-1}{n}$, n représentant le nombre de traces chargées. Cette approximation conduit sans doute à surestimer l'inélasticité, étant donné que le proton possède en général une énergie sensiblement supérieure à l'énergie moyenne des mésons émis.

Le tableau 6.1 donne les résultats obtenus pour K avec les 85 gerbes non assimilées à des interactions complexes. Ces résultats sont peu précis car de nombreuses sources d'erreur peuvent affecter la valeur moyenne de l'inélasticité. Notons d'abord que le système de sélection tend à favoriser les grandes valeurs d'inélasticité, en rejetant les interactions de faible multiplicité; en effet, nous avons mis en évidence, dans le paragraphe précédent, la stabilité de la valeur moyenne de l'impulsion des mésons émis; en particulier, nous avons montré que cette impulsion moyenne ne dépend pas de la multiplicité; dans ces conditions, l'inélasticité est directement proportionnelle à la multiplicité des gerbes, et le critère $n > 5$ imposé pour la sélection des gerbes analysées conduit à sélectionner les gerbes de grande inélasticité.

Supposons en effet que la multiplicité des traces chargées soit donnée par la loi :

$$n \sim c\gamma_c^{1/2} K^{3/4}$$

et admettons la loi empirique de probabilité $P(K)dK$ pour l'inélasticité :

$$P(K)dK \sim \frac{\pi}{2} \sin K\pi \cdot dK$$

La constante introduite dans la première loi peut être déterminée expérimentalement (à 9 GeV, l'expérience donne $c \sim 3,5$ si $\bar{K} \sim 0,5$). Pour chaque γ_c on peut alors définir un facteur de correction égal au rapport de l'inélasticité moyenne observée, en sélectionnant les interactions de multiplicité $n \geq 5$, à

l'inélasticité moyenne théorique; le tableau ci-dessous donne les valeurs de cette correction pour différentes valeurs de γ_c

$\gamma_c =$	3	4	6	8	10
$f =$	1,52	1,5	1,35	1,24	1,10

Compte tenu du spectre expérimental obtenu pour les 85 gerbes non assimilées à des collisions complexes, nous pouvons admettre que la correction entraînée par la sélection des gerbes de multiplicité supérieure ou égale à 5 se traduit par une surestimation de l'inélasticité moyenne d'environ 35 pour cent.

D'autre part, les expressions (1) et (2) utilisées pour le calcul de l'inélasticité ne sont valables que dans l'hypothèse où l'interaction étudiée est du type nucléon-nucléon; or, nous savons que les 111 gerbes analysées ne correspondent pas toutes à ce type d'interaction; 26 d'entre elles ont pu être assimilées à des interactions complexes; une fraction non négligeable des 85 autres gerbes doit présenter également un certain degré de complexité, bien qu'il soit impossible de distinguer expérimentalement ces interactions complexes des interactions simples nucléon-nucléon. Les relations (1) et (2) conduisent évidemment à des valeurs surestimées dans le cas des interactions complexes. Il faut alors définir l'inélasticité en tenant compte du modèle adopté pour l'interprétation de l'interaction; parmi les différents modèles proposés, ceux de Cocconi-Fermi-Landau et de Terashima représentent deux conceptions extrêmes de l'interaction nucléon-noyau; d'une part, on suppose que la fraction du noyau cible soumise à l'interaction intervient globalement dans la collision, sous forme d'une particule de masse $M = nM_p$, n désignant le nombre de nucléons contenus dans la cible, M_p la masse d'un nucléon; d'autre part, le modèle en cascade suppose que le nucléon incident subit successivement n collisions avec n nucléons du noyau-cible.

Pour préciser ce qui précède, nous avons calculé l'inélasticité des 26 gerbes assimilées à des collisions complexes en adoptant, successivement le modèle de Cocconi et le modèle en cascade. Dans le 1^{er} cas, on peut écrire l'inélasticité :

$$K_N = \frac{1,5 \Sigma E_{\pi^{\pm}}^*}{E^* - n - 1} \quad (3)$$

$\Sigma E_{\pi^{\pm}}^*$: énergie totale des mésons émis dans le système caractérisé par γ_c

n : nombre de nucléons contenus dans la cible

$$E^* = n\gamma_c + [n^2(\gamma_c^2 - 1) + 1]^{1/2} \quad (4)$$

énergie totale dans le système du centre de masse.

L'équation (4) découle des remarques suivantes :

$$\begin{aligned}
 E_M^* &= n\gamma_c & (M_p = 1 \quad c = 1) \\
 E_M^* &: \text{énergie de la cible } M \text{ dans le système } \gamma_c \\
 P_M^* &= (n^2\gamma_c^2 - n^2)^{1/2} = P_n^* \\
 P_M^* &: \text{impulsion de la cible dans le système } \gamma_c \\
 E_n^* &= [n^2(\gamma_c^2 - 1) + 1]^{1/2} \\
 E_n^* &: \text{énergie du nucléon incident dans le système } \gamma_c
 \end{aligned}$$

d'où :

$$E^* = n\gamma_c + [n^2(\gamma_c^2 - 1) + 1]^{1/2}$$

Pour calculer (3), il faut connaître n , le nombre de nucléons mis en jeu dans la cible; pour déterminer n , on peut utiliser les résultats de Fermi :

$$n = \frac{m}{2^{1/4} K \gamma_c^{1/2}} \quad (5)$$

m : multiplicité de la gerbe

K : 2,4 ou 2,1 suivant qu'il y a ou non production de nucléons.

Les relations (4) et (5) supposent connue la transformation de Lorentz γ_c correspondant au système du centre de masse; dans les calculs, nous assimilerons ce γ_c au γ_c expérimental déduit de considérations de symétrie, bien que ces dernières ne soient pas nécessairement justifiées dans le cas des interactions complexes.

En ce qui concerne le modèle en cascade, nous admettons que l'inélasticité des collisions élémentaires est assez petite pour qu'on puisse remplacer les n systèmes $\gamma_{c_1} \gamma_{c_2} \dots \gamma_{c_n}$ par un système moyen $\gamma_c \sim \frac{\gamma_{c_1} + \dots + \gamma_{c_n}}{n}$.
l'inélasticité est alors donnée par :

$$K_N = \frac{1,5 \Sigma E_{\pi^*}^*}{2n(\gamma_c + 1)} \quad (6)$$

Cette dernière inélasticité permet de calculer l'inélasticité moyenne des collisions élémentaires n - n , K_N et K étant liés par la relation :

$$1 - K_N = (1 - K)^n \quad (7)$$

Les résultats obtenus pour les 26 interactions complexes sont données dans le tableau 6.4.1.

TABLEAU 6.4-1

Etude de la complexité des interactions

	Modèle : Cocconi		Modèle : Cascade		
	Nombre de nucléons	K_N	Nombre de nucléons	K_N	K
XR 207	1	1,196	2	0,60	.37
XS 119	2	0,46	2	0,51	.30
XT 123	2	0,65	3	0,45	.20
XT 232	3	0,66	5	0,45	.10
XT 263	3	0,68	4	0,56	.20
XT 297	2	0,23	3	0,16	.06
XT 506	2	0,56	2	0,68	.43
XT 627	2	0,45	3	0,30	.12
XT 1041	2	0,80	2	0,80	.14
XT 1384	3	0,27	4	0,27	.08
XT 1965	3	0,27	3	0,30	.12
XT 2053	2	0,60	3	0,34	.13
XU 31	3	0,37	4	0,30	.09
XU 524	2	1,1	2	1,30	—
XU 583	3	0,68	3	0,75	.37
XU 857	2	0,37	3	0,26	.10
XU 873	2	0,70	2	0,75	.50
XW 313	3	0,66	4	0,60	.20
XW 660	2	0,50	3	0,35	.13
XX 23	2	0,48	2	0,50	.30
XX 396	2	0,79	3	0,58	.25
XX 464	2	0,68	2	0,74	.49
XX 1843	2	0,65	2	0,70	.45
XY 801	2	0,52	2	0,56	.33
XY 830	2	0,45	2	0,50	.29
XY 1975	2	0,56	3	0,40	.16

Les deux modèles considérés conduisent au même résultat en ce qui concerne l'inélasticité globale des interactions

$$K_N \text{ (Cocconi)} = 0,50 \pm 0,15$$

$$K_N \text{ (Cascade)} = 0,50 \pm 0,15$$

De plus le modèle en cascade conduit à une inélasticité K des collisions nucléon-nucléon égale à $0,24 \pm 0,10$.

Cette valeur moyenne de l'inélasticité est inférieure à la valeur moyenne trouvée pour les 85 gerbes non assimilées à des collisions nucléon-noyau, même si l'on tient compte, pour ces dernières interactions, du facteur 1,35 dû à la correction de sélection de faible multiplicité tel qu'il a été calculé plus haut : en effet, nous avons trouvé, pour les 85 gerbes :

$$\bar{K}_{nn} \sim \frac{0,40}{1,35} \sim 0,30$$

Cette différence peut provenir, d'une part, de la présence de quelques interactions complexes parmi les 85 gerbes étudiées, et, d'autre part, de la surestimation de l'inélasticité lorsque la formule (2) est utilisée. Toutefois, cette différence n'est pas significative, étant donné l'incertitude qui accompagne la mesure d'inélasticité; au contraire, la concordance des résultats obtenus pour les 85 gerbes et les 26 interactions complexes peut paraître remarquable et semble justifier, dans une certaine mesure, l'ensemble des hypothèses formulées dans ce paragraphe.

La figure 6.9 représente la distribution de l'inélasticité des 85 interactions supposées simples; étant donné l'incertitude avec laquelle le γ_c de chaque événement est défini, il n'est pas possible d'utiliser cette distribution pour une éventuelle interprétation des collisions nucléon-nucléon; en particulier, les faibles valeurs de K correspondant à des γ_c élevés sont dues, au moins partiellement, à une surestimation du γ_c comme nous l'avons déjà souligné en 6.1.

Cependant, il est remarquable que les quelques gerbes complètement mesurables conduisent à une valeur moyenne de l'inélasticité voisine de la valeur trouvée pour les autres gerbes ($K_m = 0,38$), avec une dispersion allant de 0,15 à 0,75. Nous pouvons donc admettre que l'inélasticité moyenne des interactions étudiées est de l'ordre de 0,35, avec une dispersion importante autour de cette valeur moyenne. D'ailleurs, la reconstruction dans le système du centre de masse des événements comprenant un proton bien identifié (proton ionisant), conduit également à la même conclusion, puisque l'énergie cinétique de ce proton représente en général 30 pour cent de l'énergie disponible.

La figure 6.10 représente la variation de l'inélasticité en fonction de la multiplicité des particules chargées produites ($n-1$); cette variation peut être assimilée à la loi linéaire :

$$K \sim 0,07 (n-1)$$

D'autre part, la figure 6.11 représente l'inélasticité en fonction du rapport $\frac{n-1}{\gamma_c-1}$; si la valeur moyenne de l'énergie des particules émises était indépendante de γ_c et de la multiplicité, cette fonction devrait être linéaire; en fait, comme nous l'avons indiqué précédemment, on observe expérimentalement un certain accroissement de l'énergie moyenne des particules émises avec le γ_c de l'interaction; dans ces conditions, la courbe représentant la fonction $K = f\left(\frac{n-1}{\gamma_c-1}\right)$ présente une certaine convexité tournée vers le haut.

Notons enfin que l'inélasticité mesurée ne dépend pas, apparemment, de l'anisotropie des gerbes étudiées.

7. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS

7.1. NATURE DES INTERACTIONS

7.1.1. *Sélection des interactions pures*

La sélection des interactions pures, c'est-à-dire des interactions nucléon-nucléon, est l'un des problèmes les plus difficiles à résoudre dans l'étude expérimentale des collisions de haute énergie.

En effet, l'expérience montre que les interactions complexes engendrées dans les noyaux ne donnent pas nécessairement lieu à l'émission de plusieurs traces très ionisantes ($I > 2$) (EB 57); il est donc important de compléter la sélection entraînée par l'application du critère : nombre de traces ionisantes ≤ 1 (16 gerbes exclues; voir chapitre 4), par l'emploi d'autres méthodes de sélection.

Si toutes les particules chargées étaient mesurables, la méthode la plus simple consisterait sans doute à étudier l'excès positif des gerbes; dans notre cas, la présence de nombreuses particules non mesurables rend cette méthode pratiquement inapplicable, à l'exception de quelques gerbes pour lesquelles il est possible de mettre en évidence un excès positif supérieur à 2, même en se plaçant dans le cas le plus défavorable (toutes les particules non mesurables supposées négatives); inversement, il est possible de montrer que, pour quelques gerbes, cet excès positif n'est pas supérieur à 2; (tableau 7.1).

La deuxième méthode que nous avons appliquée est basée sur la condition de symétrie que doivent satisfaire les collisions pures, dans le système du centre de masse; le γ_c défini par cette condition donne une limite supérieure de l'énergie disponible que l'on peut comparer à l'énergie totale observée, cette dernière étant calculée en tenant compte de la production des mésons π^0 et en excluant la particule d'énergie maximale, pour tenir compte de la présence éventuelle d'un proton parmi les particules chargées. Appliquée de cette façon, la sélection ne conduit certainement pas à un biais contre les interactions pures de grande inélasticité; en effet, nous avons montré, d'une part, que l'énergie totale mesurée n'est en réalité qu'une mesure par défaut de l'énergie dissipée sous forme de mésons π , étant donné la présence des particules d'impulsion non mesurable; d'autre part, nous avons montré que les γ_c choisis sont, en moyenne, sensiblement suresti-

TABLEAU 7.1

Nature des interactions

- (1) Numéro de l'événement.
 (2) Limite inférieure de l'excès positif.
 (3) Limite supérieure de l'excès positif.
 (4) $\frac{\text{Energie totale mesurée}}{\text{Energie disponible}}$.
 (5) $\Sigma(E_{\pm} - p_{\pm} \cos \theta_{\pm})$.
 (6) Décision = $n-N$ = interaction complexe, M mixte, P = paraffine.
 (7) Nombre de nucléons mis en jeu dans l'interaction d'après (1157).

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
XI 246	0	4	0,43	0,29		2	XR 109	0	6	0,63	0,80	$n-N$	2
XI 826	-3	5	0,93	0,53		3	XR 207	-1	3	1,19	0,46	P	3
XO 693	-5	3	0,53	0,28		3	XR 311	-2	6	0,52	0,45		2
XO 826	-7	7	0,51	0,37		2	XR 832	-4	6	0,53	0,90		2
XO 857	0	4	0,52	0,35		2	XR 880	-1	3	0,22	0,04		2
XO 871	-4	4	0,11	0,12		2	XR 971	-1	3	0,51	0,80		2
XO 874	0	2	0,33	0,24		2	XR 1019	-4	4	0,18	0,16		2
XO 968	-4	4	0,66	0,30		2	XS 29	-1	7	0,33	0,27		2
XO 1229	-2	2	0,48	0,19		2	XS 119	-1	-1	1,025	1,10	M	3
XO 1696	2	4	0,49	0,46		2	XS 190	-1	7	0,18	0,32		2
XO 1928	-1	5	0,37	0,18		2	XS 250	-5	7	0,81	0,39		3
XP 505	-3	5	0,50	0,37		2	XT 70	-1	3	0,79	0,50		2
XP 506	-1	5	0,26	0,31		2	XT 123	-3	9	1,37	0,86	M	3
XQ 15	-4	-2	0,48	0,24		2	XT 169	-1	3	0,81	0,22		2
XQ 35	2	10	0,95	0,62		3	XT 202	-5	3	0,52	0,34		2
XQ 42	-1	3	0,12	0,08		2	XT 208	-1	5	0,51	0,26		2
XQ 185	-1	5	0,03	0,01		2	XT 232	-5	5	2,24	0,92	M	5

TABLEAU 7.1 (suite I)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
XT 263	-4	2	2,25	0,63	$n-N$ P	5	XU 823	-4	0	0,06	0,07	$n-N$ P	2
XT 280	-2	6	0,24	0,87	n N P	4	XU 857	-3	9	0,77	0,44	$n-N$ P	3
XT 297	9	5	0,47	0,80			XU 873	6	4	1,52	0,64		3
XT 453	1	5	0,34	0,32		2	XW 48	1	3	0,40	0,77		2
XT 466	-4	6	0,05	0,18	$n-N$ P	2	XW 64	-4	6	0,47	0,19		2
XT 506	0	2	1,35	0,35	$n-N$ M	3	XW 148	2	2	0,56	0,81		2
XT 627	-10	2	0,92	1,49		3	XW 193	-3	1	0,18	0,11		2
XT 810	1	3	0,59	0,90		2	XW 313	-6	4	2,41	1,03	$n-N$ P	4
XT 841	-3	9	0,47	0,34		3	XW 408	-5	5	0,09	0,18		2
XT 868	0	4	0,05	0,05		2	XW 414	-1	3	0,39	0,93		2
XT 888	0	8	0,15	0,11		2	XW 660	2	10	10,05	0,54	$n-N$ M	3
XT 976	-3	1	0,51	0,75		3	XX 23	-3	0	1,02	2,11	$n-N$ M	3
XT 979	-2	6	0,55	0,55		2	XX 74	-1	3	0,31	0,21		3
XT 1041	3	6	0,80	1,11	$n-N$ P	3	XX 310	-3	1	0,46	0,28		2
XT 1071	0	4	0,04	0,06		2	XX 392	1	3	0,74	0,41		2
XT 1186	-1	1	0,11	0,58		2	XX 396	2	8	1,74	0,74	$n-N$ M	4
XT 1384	-2	6	10,69	3,30	$n-N$ M	5	XX 398	-1	1	0,27	0,20		2
XT 1403	-2	2	0,25	0,10		2	XX 464	-1	5	1,48	0,74	$n-N$ P	3
XT 1423	-1	1	0,25	0,14		2	XX 508	-1	5	0,78	0,90		2
XT 1514	1	3	0,68	0,90		2	XX 592	-3	4	0,18	0,12		2
XT 1766	1	1	0,25	0,17		3	XX 731	-5	1	0,58	0,58		3
XT 1964	-2	4	0,47	0,28		3	XX 1011	2	2	0,25	0,90		2
XT 1965	-1	7	0,91	1,16	$n-N$ M	4	XX 1123	-1	1	0,61	0,18		2
XT 2053	-5	-1	1,03	0,49	$n-N$ M	4	XX 1305	-1	1	0,09	0,64		2
XT 2156	-2	2	0,39	0,45	$n-N$ M	2	XX 1425	2	2	0,76	0,44		3
XU 31	1	11	1,21	0,60	$n-N$ P	5	XX 1724	-3	1	0,61	0,66		4
XU 143	-6	4	0,61	0,39		2	XX 1843	0	4	1,45	0,80	$n-N$ M	3
XU 385	-1	3	0,19	0,18		2	XX 2066	1	1	0,48	0,37		3
XU 394	-3	7	0,30	0,75		3	XX 2114	1	5	0,82	0,90		2
XU 524	-1	5	2,60	2,32	$n-N$ P	4	XY 450	-1	5	0,71	0,85		2
XU 583	-7	3	2,23	1,04	$n-N$ M	4	XY 801	2	2	1,11	1,02		3
XU 600	0	4	0,26	0,19		2	XY 830	2	3	1,01	1,24		3

TABLEAU 7.1 (suite 2)

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
XY 1093	3	3	0,65	0,32		3	XY 2034	-2	6	0,18	0,16		2
XY 1338	1	1	0,12	0,11		2	XZ 75	-1	3	0,56	0,41		2
XY 1370	-3	3	0,27	0,57		2	XZ 137	0	8	0,33	0,19		2
XY 1511	-3	1	0,08	0,06		2	XZ 158	-3	3	0,80	0,41		3
XY 1847	0	4	0,23	0,08		2	XZ 432	-3	1	0,33	0,12		2
XY 1918	-1	1	0,25	0,12		2	XZ 535	-3	1	0,35	0,46		2
XY 1975	4	0	1,18	1,05	$n - N \quad P$	4							

més. Il est donc peu probable d'exclure de cette façon des interactions pures; inversement, la méthode s'avère assez peu efficace pour l'identification des interactions complexes (voir tableau 7.1).

Enfin, nous avons tenté d'identifier certaines interactions complexes en calculant, pour chaque gerbe, l'énergie « transversale » définie de la façon suivante :

Soit E_p l'énergie de la particule incidente : si la collision est pure, nous devons avoir, dans le système du laboratoire :

$$E_p + M = \Sigma E_\pi + \Sigma E_n$$

M : masse du nucléon au repos

ΣE_π : énergie des mésons π secondaires

ΣE_n : énergie des nucléons secondaires

La conservation de l'impulsion longitudinale permet d'écrire :

$$p_p = \Sigma p_\pi \cos \theta_\pi + \Sigma p_n \cos \theta_n$$

p_p : impulsion de la particule incidente

$\Sigma p_\pi \cos \theta_\pi$: somme des impulsions longitudinales des mésons π secondaires.

$\Sigma p_n \cos \theta_n$: somme des impulsions longitudinales des nucléons secondaires.

On déduit des deux relations précédentes :

$$E_p - p_p + M = \Sigma(E_\pi - p_\pi \cos \theta_\pi) + \Sigma(E_n - p_n \cos \theta_n)$$

Dans le domaine d'énergie considérée :

$$E_p - p_p \sim 0$$

De plus, si l'on remplace la masse du nucléon par celle du méson π dans la somme $\Sigma(E_n - p_n \cos \theta_n)$, l'égalité précédente devient :

$$M > \Sigma(E_\pi - p_\pi \cos \theta_\pi)$$

la somme s'étendant cette fois à toutes les particules secondaires.

L'inégalité est encore augmentée par la présence des mésons π^0 auxquels on ne peut pas, pratiquement, étendre la somme; finalement, nous avons

$$M > \Sigma(E_\pm - p_\pm \cos \theta_\pm)$$

les indices $\pm$ rappelant que la somme est étendue à toutes les particules chargées secondaires.

Naturellement, cette dernière condition est nécessaire, mais non suffisante, pour qu'une interaction soit assimilable à une collision pure; cependant, elle

est indépendante du γ_c choisi et offre, pour cette raison, un intérêt bien supérieur à la méthode précédente (voir tableau 7.1).

Nous avons complété le tableau 7.1 en indiquant, pour chaque collision, le nombre de nucléons mis en jeu dans l'interaction d'après les calculs d'Ivanovskaya et Chernavsky (II 57). Ces auteurs étendent le modèle de Fermi aux collisions complexes nucléon-noyau; ils utilisent les deux grandeurs expérimentales γ_c et N (multiplicité) et calculent le nombre de nucléons mis en jeu dans la cible en prenant, pour chaque énergie incidente E_p , le poids statistique des différents états finaux comprenant n nucléons et m mésons π (ils supposent que les seules particules émises sont des mésons π et des nucléons) :

$$S = \left(\frac{V}{8\pi^3 \hbar^3} \right)^{n+m-1} \frac{dQ_{n,m}(E_p)}{dE_p} \frac{1}{m^+! m^0! m^-! n_p! n_n!}$$

Dans notre cas, on peut utiliser l'approximation suivante, valable pour des énergies de l'ordre de 100 GeV

$$\frac{dQ_{n,m}(E_p)}{dE_p} \approx \frac{(2\pi)^{3m+3/2(m-1)}}{\pi^{2m} n^{3/2}} \frac{(E_p - n)^{3m+3/2(n-1)-1}}{[3m+3/2(n-1)-1]!}$$

$$m = m^+ + m^0 + m^-$$

$$n = n_p + n_n$$

$$N = \frac{1}{2}n + \frac{2}{3}m$$

$$V = \frac{4}{3}\pi \left(\frac{\hbar}{\mu} \right)^3 \frac{n}{\gamma_c} \quad \mu \text{ masse du méson } \pi$$

7.1.2. Résultats

Le tableau 7.1 met en évidence le nombre relativement important de gerbes pour lesquelles il est possible de fixer une limite maximum de l'excès positif inférieur à 3 : 31 gerbes, en effet, remplissent cette condition et peuvent donc, de ce point de vue, être assimilées à des collisions pures; toutefois, cette sélection ne s'applique pas aux interactions dues aux neutrons; il est donc probable que ces 31 gerbes contiennent encore quelques interactions complexes dues aux neutrons présents dans le noyau de carbone. De plus, l'excès positif indiqué est parfois sujet à une petite correction (± 1 charge) étant donné qu'un certain nombre de particules secondaires chargées sont invisibles, à cause de la géométrie de l'expérience, ou exclues par l'application de l'un des critères décrits chapitre 4; d'ailleurs, le tableau 7.1 montre que 3 gerbes présentent un excès positif négatif, même en admettant que les particules non mesurables soient

toutes positives (XQ 15, XS 119, XT 2053). Enfin, l'étude de la limite inférieure de l'excès positif ne permet pas d'identifier avec certitude un grand nombre d'interactions complexes; seules deux gerbes présentent pour cette limite une valeur supérieure à 2 (XT 1041, XY 1093), mais il s'agit dans les deux cas d'interactions dont la définition de l'origine a conduit à l'élimination de plusieurs traces: il n'est donc pas possible de tirer une conclusion définitive pour ces deux gerbes d'après la faible indication donnée par la limite inférieure de l'excès positif (dans les deux cas, cette limite est égale à ± 3).

L'application des 2^e et 3^e méthodes (excès d'énergie disponible dans le système du centre de masse et limite de l'énergie « transversale ») permet d'identifier avec certitude 24 interactions complexes: à côté de ces 24 gerbes, l'analyse détaillée des 111 interactions permet d'identifier 2 collisions complexes supplémentaires (XT 297 et XU 857).

Il est intéressant de noter que pour ces 26 interactions complexes, le modèle d'Ivanovskaya conduit également à prévoir une certaine complexité; plus précisément, pour ces 26 interactions complexes, le modèle décrit ci-dessus prévoit 4 interactions dans lesquelles 5 nucléons entrent en collision, 8 interactions avec 4 nucléons et 14 interactions comprenant 3 nucléons.

.1.3. Caractéristiques des 26 interactions complexes

Bien que la statistique soit limitée, il est intéressant de noter que, parmi les 26 interactions complexes bien identifiées, 13 gerbes sont engendrées dans la paraffine et 13 dans le cuivre; ce résultat, joint au fait que, finalement, le nombre des interactions complexes semble relativement petit, confirme les résultats expérimentaux de Rajopadhye (RA 59) et Kalbach (KR 59) (chapitre 2): à côté des interactions pures nucléon-hydrogène viennent s'ajouter un nombre sensiblement égal d'interactions « quasi-pures » engendrées par les nucléons périphériques des noyaux de carbone et de cuivre; si l'on tient compte des gerbes exclues à cause du nombre de traces ionisantes l'expérience conduit aux résultats suivants :

<i>Pourcentage des gerbes</i>	<i>Nombre de nucléons mis en jeu</i>
65 %	2
20 %	3
12 %	4
3 %	5

Ces résultats peuvent être comparés aux pourcentages déduits du modèle en cascade :

Pourcentage des gerbes

Nombre de nucléons mis en jeu

45 %	2
25 %	3
17 %	4
9 %	5
4 %	6

La multiplicité moyenne des interactions complexes est sensiblement supérieure à la multiplicité moyenne des autres interactions :

$$\bar{n}_{int. comp} \sim 10$$

$$\bar{n}_{autres int.} \sim 6,7$$

Si on compare ce résultat à la multiplicité donnée par Landau pour des noyaux relativement légers ($n \leq 3,7$)

$$\bar{n} \sim (n+1)E_p^{1/4}$$

on voit que les interactions complexes sont principalement dues à des collisions mettant en jeu 3 nucléons; ce résultat confirme, dans une certaine mesure, la faible proportion d'interactions complexes rencontrées dans notre analyse; en effet, si les critères employés pour discriminer les interactions complexes avaient été trop peu sensibles, nous n'aurions identifié que les interactions complexes mettant en jeu un grand nombre de nucléons, ce qui ne semble pas être le cas.

En ce qui concerne la production des mésons lourds et des hypérons, la statistique est trop faible pour permettre de tirer une conclusion des résultats expérimentaux; il est toutefois intéressant de remarquer que trois interactions seulement sur les 10 gerbes contenant des particules étranges ont été classées parmi les interactions complexes; si ces particules prenaient naissance dans les interactions du type π - n , de préférence aux interactions du type n - n nous devrions nous attendre à une proportion plus importante d'interactions complexes parmi les gerbes contenant des mésons lourds ou des hypérons.

L'anisotropie des 26 interactions complexes : $A = 0,662 \pm 0,024$ représente une valeur sensiblement supérieure à l'anisotropie moyenne; ce résultat peut être facilement interprété si l'on assimile les interactions complexes à une succession de collisions pures nucléon-nucléon.

Comme nous l'avons vu chapitre 6, l'impulsion moyenne des particules secondaires émises dans les interactions complexes ne doit pas différer sensiblement de l'impulsion moyenne trouvée pour les autres interactions; en fait, on obtient expérimentalement

$$\bar{p}^* \sim 0,58 \text{ GeV}/c$$

pour les 26 interactions complexes, alors que les autres gerbes donnent :

$$\bar{p}^* \sim 0,47 \text{ GeV}/c$$

7.1.4. Conclusion

Il ressort de l'analyse précédente que la contamination en interactions complexes des gerbes sélectionnées comme interactions pures est relativement faible, probablement inférieure à 20%.

En outre, cette contamination en interactions complexes n'altère pas sensiblement la plupart des résultats expérimentaux, exception faite de la multiplicité et de l'anisotropie.

7.2. ANALYSE DE LA DISTRIBUTION ANGULAIRE

7.2.1. Distribution angulaire symétrique et choix du γ_c

Nous avons défini, chapitre 4, la transformation γ_c par la loi de distribution angulaire :

$$\sum \cos \theta^* = 0$$

Naturellement, cette loi n'impose pas une symétrie complète de la distribution angulaire des particules autour d'un plan perpendiculaire à l'axe de la gerbe; la figure 7.1 montre en effet que cette symétrie n'est pas satisfaite : sur un total de 876 particules, 471 sont émises vers l'avant, alors que 405 particules sont émises vers l'arrière; de plus, la distribution angulaire présente un maximum beaucoup plus marqué à $\theta^* = 180^\circ$ qu'à $\theta^* = 0$; cette dernière particularité est due à la présence d'une vingtaine de traces courtes représentant des particules d'impulsion non mesurable dans la région $180^\circ > \theta^* > 155^\circ$; l'impulsion maximum détectable correspondant à la longueur visible est probablement très inférieure à la réalité dans le cas de telles traces et ceci explique que la relation :

$$\text{tg} \theta^* = \frac{\sin \theta}{\gamma_c \left(\cos \theta - \frac{\beta_c}{\beta_i} \right)}$$

conduise alors à des valeurs de θ^* erronées; autre conséquence prévisible de l'existence de ces petites traces non mesurables : pour certaines gerbes, le γ_c défini par la relation $\sum \cos \theta^* = 0$ conduit à une valeur sous-estimée de l'énergie de la particule incidente. Cependant, cet effet est largement compensé par le fait que, statistiquement, les γ_c calculés pour nos gerbes sont surestimés, étant donné la forme particulière du spectre des particules incidentes dans le domaine d'énergie considéré (chapitre 6). Il faut donc admettre que la dissy-

métrie observée n'est pas la conséquence d'un défaut de mesure; d'ailleurs, cette dissymétrie ne représente qu'une limite inférieure de la dissymétrie réelle, si les γ_c doivent être corrigés, statistiquement, par un facteur de l'ordre de 30% (voir 6.1).

Il est difficile d'expliquer une telle dissymétrie à moins d'admettre la présence d'un certain nombre d'interactions complexes parmi les gerbes étudiées; ce résultat expérimental peut également suggérer l'existence d'une interaction nucléon-méson π conduisant à la production multiple de mésons π , cette production n'étant plus nécessairement symétrique par rapport au plan perpendiculaire à l'axe de l'interaction, comme c'est le cas pour les interactions du type nucléon-nucléon. Cette dernière hypothèse a été retenue par B. French pour expliquer quelques résultats anormaux (FB 59). En ce qui concerne notre expérience, cependant, il est plus probable que la dissymétrie observée soit due à quelques interactions complexes; la distribution angulaire correspondant aux 26 interactions complexes bien identifiées présente d'ailleurs une dissymétrie encore plus accentuée que la distribution angulaire correspondant aux interactions « pures ».

7.2.2. Anisotropie entraînée par les protons et influence des interactions complexes

L'étude des 85 gerbes non assimilées à des collisions complexes nucléon-noyau a permis de mettre en évidence la présence de 69 particules assimilables à des protons; la figure 7.2 représente la distribution angulaire de ces particules; comme nous l'avons mentionné chapitre 6, cette distribution est fortement anisotrope, mais elle ne peut pas expliquer toute l'anisotropie observée.

Il est encore nécessaire de s'assurer que l'anisotropie observée n'est pas le résultat de la présence de quelques interactions complexes parmi les 85 gerbes. Dans ce but, nous avons cherché une relation entre l'anisotropie mesurée et la « complexité » des interactions, en nous appuyant sur les résultats obtenus en 7.1 :

Nombre de nucléons le plus probable dans la cible	$\overline{A}$
1 (71 gerbes)	$0,60 \pm 0,02$
2 (27 gerbes)	$0,65 \pm 0,025$
3 (9 gerbes)	$0,64 \pm 0,04$
4 (4 gerbes)	$0,68 \pm 0,05$

D'après ces résultats, la complexité de l'interaction semble bien conduire à un accroissement de l'anisotropie, mais ils montrent également que ce phénomène ne peut, à lui seul, expliquer toute l'anisotropie observée.

L'estimation des deux biais précédents (présence des protons et complexité des interactions), jointe au fait que l'anisotropie mesurée n'est qu'une limite inférieure de l'anisotropie réelle, permet de tirer la conclusion suivante : pour une énergie incidente de l'ordre de 100 GeV, la distribution angulaire des mésons π émis dans les interactions nucléon-nucléon s'éloigne sensiblement d'une distribution isotrope; si on définit l'anisotropie par la grandeur A introduite dans le chapitre 6, la distribution angulaire des mésons π peut être caractérisée par la valeur moyenne :

$$\overline{A} \sim 0,60 \pm 0,10$$

7.2.3. Distribution angulaire et impulsion des particules secondaires

Nous avons vu que l'impulsion moyenne des particules émises indiquait un faible accroissement avec γ_c alors que l'impulsion transversale était à peu près indépendante de γ_c

$1 < \gamma_c < 3,9$	$\overline{p}^* = 0,433 \pm 0,04 \frac{\text{GeV}}{c}$	$\overline{p}_t = 0,30 \frac{\text{GeV}}{c}$
$4 < \gamma_c < 6,9$	$0,506 \pm 0,04$	0,27
$7 < \gamma_c < 9,9$	$0,528 \pm 0,04$	0,31

Ces résultats sont compatibles avec ceux fournis par les accélérateurs, à 6,2 GeV et par les gerbes de 1000 GeV et plus étudiées dans les émulsions :

γ_c	$\overline{p}_{\text{exp}}^*$	$\overline{p}_{\text{th}}^*$	Auteurs
2	$0,32 \frac{\text{GeV}}{c}$	$0,32 \frac{\text{GeV}}{c}$	KALBACH (KR 59)
3	0,43	0,40	Présent travail
5	0,51	0,47	id.
8	0,53	0,54	id.
22	0,70	0,72	LOHRMANN (LE 56)
45	1,0	0,95	DEBENEDETTI (DA 56)
65	1,4	1,05	HANNI (HF 56)
100	1,2	1,2	SCHEIN (SM 55)

$\overline{p}_{\text{th}}^*$ indique la valeur moyenne de l'impulsion correspondant à la loi :

$$\overline{p}^* = 0,26 E_p^{0,155}$$

avec $E_p = (2\gamma_c^2 + 1)M$

Ces résultats, joints à $\bar{p}_t = Cte$, conduisent à la conclusion que l'anisotropie est une fonction croissante de l'énergie mise en jeu dans la collision; en outre, ils mettent en évidence la corrélation importante qui existe entre l'impulsion p^* d'une particule et son angle d'émission θ^* ; en effet, l'expérience montre que les particules émises avec une grande valeur de p^* présentent une anisotropie plus importante que celle des particules émises avec une petite impulsion.

7.3. MODÈLE SIMPLE D'INTERACTION NUCLÉON-NUCLÉON DE HAUTE ÉNERGIE PERMETTANT D'INTERPRÉTER L'ENSEMBLE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Avant de présenter une synthèse satisfaisante de nos résultats expérimentaux à l'aide d'un modèle simple, il est intéressant de remarquer que les modèles classiques de Fermi et d'Heisenberg donnent également un bon accord avec l'expérience, à condition de modifier quelques hypothèses et d'améliorer les techniques de calcul habituellement utilisées dans ces modèles.

Par exemple, Hagedorn (HR 59) a montré qu'en introduisant dans le modèle de Fermi l'effet des interactions dans l'état final, les lois de conservation du spin isotopique, les valeurs exactes des intégrales d'espace de phase et en tenant compte des différents types d'interactions, il est possible de retrouver le spectre expérimental des particules secondaires ainsi que la proportion de particules étranges émises; de plus, Hagedorn a montré que le modèle de Fermi n'implique pas nécessairement une distribution isotrope dans le centre de masse comme on l'admet généralement; en réalité, dans l'état actuel de la théorie, cette distribution angulaire et la corrélation angle-impulsion ne sont pas calculables.

D'autre part, nous avons vu, au cours de cette étude, qu'il est toujours possible d'accorder le modèle d'Heisenberg aux résultats expérimentaux en choisissant des relations adéquates pour certaines grandeurs physiques; par exemple, l'expérience conduit à remplacer la relation proposée par Heisenberg pour définir l'inélasticité en fonction du paramètre d'interaction b :

$$K = \exp -b/R$$

par la loi linéaire :

$$K \sim 1 - b/2R$$

Cette dernière relation implique une répartition à peu près uniforme de la densité d'énergie du nucléon dans une sphère de rayon R . Avec cette nouvelle définition de l'inélasticité, on peut calculer l'inélasticité moyenne en admettant, par exemple, que le paramètre d'impact maximum correspond à l'inélasticité

minimum avec laquelle un seul méson est émis, au repos, dans le système du centre de masse :

$$K_{\min} \sim \frac{m}{2M(\gamma_c - 1)}$$

$$b_{\max} \sim 2R \left[1 - \frac{m}{2M(\gamma_c - 1)} \right]$$

$$\bar{K} \sim \frac{\int_0^{b_{\max}} K(b) 2\pi b db}{\int_0^{b_{\max}} 2\pi b db}$$

Soit, en fonction de γ_c

$\gamma_c = 2$	$\bar{K} \sim 0,38$
4	0,35
6	0,34
∞	0,33

De plus, la section efficace d'interaction inélastique devient :

$$\sigma_{in} \sim 4\pi R^2 \left[1 - \frac{m}{2M(\gamma_c - 1)} \right]^2$$

Soit, avec la valeur expérimentale $\sigma_{in} = 25 \text{ mb}$ à 5 GeV :

$$R \sim 0,5 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

En fait, il semble bien qu'aux très hautes énergies, l'inélasticité soit de l'ordre de $K \sim 0,2$; il faut donc admettre que la densité d'énergie décroît moins rapidement, avec R , que ne le laisse prévoir ce modèle; dans ces conditions, la section efficace inélastique peut tendre vers une valeur voisine de 50 mb aux très hautes énergies.

Dans ce qui suit, nous exposons les résultats obtenus en supposant que l'émission des mésons π a lieu à partir de deux nucléons « excités » engendrés par l'interaction; (TS 52, BH 53, KW 54, FE 56, ZG 58, KZ 58, NK 58, BJ 59, FF 59). Ce modèle présente l'avantage, sur le modèle de Fermi, de donner quelques indications sur la distribution angulaire des particules; d'autre part, sa mise en œuvre nécessite l'introduction d'un nombre moins élevé de paramètres que dans le cas du modèle d'Heisenberg.

Supposons que les deux nucléons excités, après l'interaction, possèdent la même énergie totale qu'avant l'interaction; soit M^* leur masse :

$$M^* = aM\gamma_c$$

$M\gamma_c$: énergie des nucléons dans le système du centre de masse. Vitesse des nucléons excités dans le centre de masse :

$$\beta_N = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_N^2}}$$

$$\gamma_N = \frac{M\gamma_c}{aM\gamma_c} = \frac{1}{a}$$

Les valeurs expérimentales de l'impulsion moyenne transversale et de l'impulsion moyenne totale des particules émises permettent de calculer γ_N : en effet :

$$\bar{p}_t \sim 0,30 \text{ GeV/c} \quad (\text{chapitre 5})$$

$$\bar{p}^* \sim 0,50 \text{ GeV/c} \quad (\text{chapitre 6})$$

or :

$$\bar{p}_t \sim \frac{\pi}{4} \bar{p}_\pi^*$$

$\bar{p}_\pi^*$ désignant l'impulsion moyenne totale des mésons dans le système du nucléon excité; (on suppose une distribution angulaire isotrope dans ce système) :

donc $\bar{p}_\pi^* \sim 0,38 \text{ GeV/c}$

$$\bar{E}_\pi^* \sim 0,40 \text{ GeV/c}$$

et :

$$\gamma_N = \frac{\bar{E}_\pi}{\bar{E}_\pi^*} \sim \frac{0,52}{0,40} = 1,3$$

On en déduit l'impulsion du nucléon excité

$$P_{pi}^* = M(\gamma_c^2 - a^2\gamma_c^2)^{1/2}$$

$$= M\gamma_c(1 - a^2)^{1/2}$$

$$\sim 0,63 M\gamma_c$$

Cette impulsion devant être égale à la somme des impulsions longitudinales des mésons émis et à l'impulsion finale du nucléon :

$$0,63 M\gamma_c \sim 0,40n + p_{pf}$$

avec $n \sim (6,7 - 1) \times \frac{3}{2} \times \frac{1}{2}$

et $\gamma_c \sim 6,5$

$$p_{pf} \sim 2,3 \text{ GeV/c}$$

L'impulsion finale ainsi trouvée pour les nucléons est voisine de la valeur expérimentale :

$$\bar{p}_n \sim 2,7 \text{ GeV/c} \quad (\text{voir chapitre 6})$$

Dans ces conditions, l'inélasticité est une fonction linéaire de la multiplicité :

$$K \sim 0,07n$$

comme nous l'avons également vérifié expérimentalement.

En ce qui concerne la distribution angulaire dans le système du centre de masse, les calculs montrent qu'en admettant une émission isotrope dans le système des nucléons excités, et en choisissant $E_{\pi}^* = 0,40$ GeV/c et $\gamma_N = 1,3$, l'anisotropie des mésons π est égale à :

$$A = 0,66$$

Or, nous avons trouvé expérimentalement $A \sim 0,60$. Si l'on adopte pour le spectre des mésons π émis dans le système des nucléons excités une loi de la forme

$$dn \sim \frac{p^2 dp}{(p^2 + m^2)^2}$$

l'anisotropie dans le système du centre de masse, pour $\gamma_N = 1,3$ est peu différente de l'anisotropie trouvée pour l'émission monoénergétique décrite ci-dessus :

$$A = 0,64$$

De plus, les calculs montrent que ce spectre des mésons émis par les nucléons excités conduit à un spectre comparable au spectre expérimental obtenu; en particulier, la différence observée entre le spectre expérimental et le spectre de Heisenberg pour les petites valeurs de l'impulsion trouve une interprétation naturelle (voir chapitre 6). Mais il faut remarquer que le spectre de Fermi calculé correctement (HR 59) conduit également à un bon accord avec l'expérience; la figure 7.4 résume ces considérations (sur cette figure, le spectre correspondant au modèle de Fermi est obtenu en extrapolant les résultats obtenus par Hagedorn pour une énergie cinétique primaire de 6,2 GeV de 25 GeV).

Si, comme il est naturel de le penser, l'inélasticité d'une interaction nucléaire est liée au paramètre d'impact b , l'inélasticité moyenne trouvée expérimentalement indique que le paramètre d'impact moyen correspond à une fraction importante du rayon nucléaire; par exemple, la relation postulée ci-dessus $K \sim 1 - b/2R$ donne, avec $K \sim 0,35$ et $R = 0,5 \cdot 10^{-13}$ cm : $b \sim 0,65 \times 10^{-13}$ cm.

Un tel paramètre d'impact, joint à l'impulsion élevée des particules incidentes, entraîne nécessairement une quantité de mouvement angulaire importante que l'on doit retrouver dans l'état final; cette quantité de mouvement angulaire peut apparaître, partiellement, dans le « spin » des nucléons excités,

ce qui peut expliquer le caractère asymétrique de la distribution azimutale des particules obtenue pour certaines gerbes.

Si l'on admet que le spin du nucléon excité est égal à $b \cdot \Delta p$, Δp représentant la différence d'impulsion du nucléon avant et après la collision, on peut déduire des calculs précédents :

$$\Delta p \sim M\gamma_c - 0,63 M\gamma_c \sim 2 \text{ GeV}/c$$

et
$$b\Delta p \sim 1,3 \times 10^{-13} \text{ GeV}/c \cdot \text{cm}$$

Dans le système propre du nucléon excité, cette quantité de mouvement angulaire devient :

$$\frac{b \cdot \Delta p}{\gamma_n} \sim 10^{-13} \text{ GeV}/c \cdot \text{cm}$$

soit, avec $\hbar = 1$ $l \sim 5$

En dehors des résultats expérimentaux présentés ici, le modèle des nucléons excités s'applique particulièrement bien aux gerbes de très grande énergie étudiées dans les émulsions (CG 58, CP 58); l'accroissement de la valeur moyenne de l'impulsion des mésons π avec l'énergie incidente, alors que la valeur moyenne de l'impulsion transversale ne semble pas dépendre de l'énergie, s'explique par un accroissement de γ_N avec l'énergie; cet accroissement de γ_N correspond à une augmentation de l'anisotropie et, inversement, une diminution de l'inélasticité.

En ce qui concerne les collisions nucléon-noyau, le modèle des nucléons excités implique une conséquence importante; supposons qu'un nucléon entre en collision avec un noyau; après l'interaction, on peut fixer l'ordre de grandeur de la vie moyenne du nucléon excité en tenant compte du fait que les mésons π émis possèdent une énergie moyenne :

$$\overline{E}_\pi^* \sim 0,40 \text{ GeV}$$

L'émission du premier méson par le nucléon excité aura donc lieu avec une vie moyenne de l'ordre de $\frac{\hbar}{\overline{E}_\pi^*}$; le parcours moyen du nucléon excité sera, pendant cet intervalle :

$$\lambda \sim c \frac{\hbar}{\overline{E}_\pi^*} \sim 5 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

Il est donc peu probable que le nucléon excité donne naissance à une cascade méson-nucléon avant d'échapper du noyau; après un premier choc, les nucléons excités sont caractérisés dans le système du laboratoire par des vitesses telles que

$$\gamma_a = \gamma_{c_1} \gamma_N (1 + \beta_{c_1} \beta_N) \sim 2 \gamma_{c_1}$$

$$\gamma_b = \gamma_{c_1} \gamma_N (1 - \beta_{c_1} \beta_N) \sim 0,6 \gamma_{c_1}$$

On voit donc que la dégradation d'énergie est beaucoup plus rapide que celle prévue par Terashima (TY 55); l'analyse des interactions complexes montre en effet que l'émission des mésons π de basse énergie est sensiblement plus importante que dans le cas des interactions simples; d'autre part, l'anisotropie trouvée pour ces gerbes semble indiquer également une dispersion relativement grande des différents coefficients de Lorentz γ_{ci} intervenant dans les collisions successives (voir chapitre 6).

8. CONCLUSIONS

Les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres précédents conduisent aux conclusions suivantes :

1) Nature des interactions :

Le problème de la nature des interactions n'est pas entièrement résolu par l'application des critères utilisés (nombre de traces ionisantes, excès positif, énergie apparente et distribution angulaire symétrique dans le système du centre de masse, énergie « transversale »).

Cependant, l'étude comparative des caractéristiques des 26 gerbes assimilées à des interactions complexes et des 85 autres gerbes montre que parmi les premières, il semble exister une proportion assez grande d'interactions ne faisant intervenir que 2 nucléons du noyau-cible; dans ces conditions, on peut admettre que les 85 gerbes sélectionnées représentent un ensemble d'interactions à peu près pures (c'est-à-dire des interactions nucléon-nucléon).

D'ailleurs, exception faite de la multiplicité, les caractéristiques des interactions complexes sont assez voisines de celles des interactions pures. Il faut noter, cependant, un certain accroissement de l'anisotropie avec la complexité. En ce qui concerne l'inélasticité, les valeurs calculées pour les collisions individuelles, en admettant un modèle de collision en cascade dans les noyaux de carbone et de cuivre, sont semblables aux valeurs calculées pour les interactions pures.

Les points suivants ressortent de l'analyse des 85 interactions « pures » :

- 2) L'énergie du nucléon incident est comprise, dans 90 pour cent des cas, entre 20 et 200 GeV, avec un maximum de fréquence vers 80 GeV ($\gamma_c \sim 6,5$).
- 3) Multiplicité moyenne des particules secondaires chargées :

$$n_s = 6,7$$

($n_s = 10$ pour les 26 interactions « complexes »).

- 4) Impulsion transversale des mésons π :

$$\bar{p}_t = 0,28^{+0,15}_{-0,0} \text{ GeV/c}$$

Cette impulsion semble être indépendante de γ_c , de la multiplicité aussi bien que de l'inélasticité de la collision. Pour chaque gerbe, l'impulsion transversale moyenne diffère peu de l'impulsion transversale moyenne trouvée pour l'ensemble des particules.

Le spectre des impulsions transversales a la forme :

$$dn \sim \frac{p_t dp_t}{(p_t^2 + m^2)^{3/2}}$$

L'impulsion transversale moyenne des particules identifiées à des protons est sensiblement plus élevée :

$$\bar{p}_t \sim 0,7 \text{ GeV/c}$$

5) Impulsion des mésons π dans le système du centre de masse :

$$\bar{p}^* \sim 0,50 \text{ GeV/c}$$

Le spectre obtenu est en accord avec la loi :

$$dn \sim \frac{p^2 dp}{(p^2 + m^2)^2}$$

pour des valeurs de l'impulsion comprises entre 0,40 GeV/c et 2 GeV/c; pour les valeurs de l'impulsion inférieures à 0,40 GeV/c, il est possible de construire un spectre, en bon accord avec les résultats expérimentaux, à partir de la loi ci-dessus, en introduisant des transformations de Lorentz $\gamma_N = 1,3$ par rapport au système du centre de masse; du point de vue théorique, ces transformations correspondent à l'émission de 2 nucléons excités, dans le système du centre de masse, à partir desquels les mésons π sont émis isotropiquement.

L'impulsion moyenne des nucléons est sensiblement plus grande; pour les protons ionisants, l'expérience donne :

$$\bar{p}^* \sim 2,7 \text{ GeV/c}$$

l'impulsion moyenne est indépendante de la multiplicité mais elle croît lentement avec l'énergie primaire.

6) La distribution angulaire des protons est fortement anisotrope :

$$A_p \sim 0,95$$

La distribution angulaire des mésons π présente une légère anisotropie :

$$A_\pi \sim 0,60$$

Cette anisotropie peut être due, en partie, à la présence de quelques interactions complexes et de quelques protons non identifiés, mais ces effets ne sont pas suffisants pour expliquer dans sa totalité l'anisotropie observée.

7) L'inélasticité des gerbes analysées n'est pas mesurable avec précision; cependant, l'expérience permet de conclure :

a) que cette inélasticité est très variable, d'une interaction à l'autre,

b) que l'inélasticité moyenne est de l'ordre de

$$K \sim 0,30$$

90 pour cent des interactions possèdent une inélasticité inférieure à 0,60.

Enfin, l'inélasticité est liée à la multiplicité par la relation linéaire :

$$K \sim 0,07 (n_s - 1)$$

8) Mésons lourds et hyperons : bien que la statistique obtenue ne permette pas de donner des résultats quantitatifs bien fondés, on peut estimer que le rapport du nombre des particules V au nombre des mésons π observés dans les interactions analysées est de l'ordre de 2 pour cent; ce résultat conduit à un rapport, à la production, du nombre de mésons K au nombre de mésons π égal à 7 pour cent environ.

Les particules V observées appartiennent à des gerbes de multiplicité généralement élevée ($\bar{n}_s \sim 10$), mais il n'est pas possible de lier leur taux de production à la « complexité » de l'interaction telle que nous l'avons définie dans le chapitre précédent.

9) L'ensemble des résultats expérimentaux résumés ci-dessus ne permet pas un choix décisif en faveur de l'un des modèles d'interaction de haute énergie décrits chapitre 3; cependant, l'accord de l'expérience avec les prévisions du modèle d'Heisenberg est remarquable, du moins en ce qui concerne le spectre de l'impulsion (totale et transversale) des particules secondaires.

Si l'on admet l'existence de deux nucléons « excités » après l'interaction, il est possible d'interpréter l'ensemble des résultats expérimentaux, en particulier l'anisotropie de la distribution angulaire des mésons π et l'inélasticité des interactions; dans ce modèle, on peut supposer que l'émission des mésons π est isotrope dans le système des nucléons excités; cette émission suit une loi voisine de celle d'Heisenberg, mais il est également possible d'admettre le modèle de Fermi, à condition d'abandonner les approximations de calcul généralement admises (HR 59).

BIBLIOGRAPHIE

AJ	59	ATKINSON, J.	Phys. Rev. Let., 168 (1959)
AK	57	ALEKSCEVA, K.	JETP 5, 339 (1957)
BE	55	BUTTERWORTH, E.	Phil. Mag. 46, 884 (1955)
BF	37	BLOCH, F., NORDSIECK, A.	Phys. Rev. 52, 54 (1957)
BF	56	BRISBOUT, F.	Phil. Mag. 1, 605 (1956)
BG	56	BERTOLINO, G.	Nuov. Cim. 3, 141 (1956)
BH	53	BHABHA, H.	Proc. Roy. Soc. A 219, 293 (1953)
BJ	59	BURMEISTER, J.	Nuov. Cim. 11, 12 (1959)
BK	56	BARKER, K.	Sup. Nuov. Cim. 4, 588 (1956)
BN	56	BIRGER, N.	JETP 4, 836, 872 (1956)
BS	56 a)	BELENKIJ, S., LANDAU	Sup. Nuov. Cim. 3, 15 (1956)
BS	56 b)	BELENKIJ, S.	Nucl. Phys. 2, 259 (1956)
BV	58 a)	BARASHENKOV, V.	Joint Inst. for Nucl. Research, Dubna, P218
BV	58 b)	BARASHENKOV, V.	Sup. Nuov. Cim. 7, 117 (1958)
BV	59 a)	BARASHENKOV, V.	Conf. de Kiev (1959)
BV	59 b)	BARASHENKOV, V.	Joint Inst. for Nucl. Res. Dubna, P349
BW	57	BARKAS, W.	Phys. Rev. 105, 1037 (1957)
CC	53	CASTAGNOLI, C.	Nuovo Cim. 10, 1539 (1953)
CG	54	COCCONI, G.	Phys. Rev. 93, 1107 (1954)
CG	57	COCCONI, G.	Conf. Varenne 1957 et Sup. Nuov. Cim. 8, 560 (1958)
CG	58	COCCONI, G.	Phys. Rev. 111, 1699 (1958)
CO	57	CHAMBERLAIN, O.	Phys. Rev. 108, 1553 (1957)
CP	58	CIOK, P.	Nuov. Cim. 10, 741 (1958)
CW	51	CHANG, W.	Phys. Rev. 84, 584 (1951)
CW	53	CHANG, W.	Phys. Rev. 89, 408 (1953)
DA	56	DEBENEDETTI, A.	Nuov. Cim. 4, 1142 (1956)
DC	53	DILWORTH, C.	Nuov. Cim. 10, 1261 (1953)
DC	54	DILWORTH, C.	Nuov. Cim. 11, 424 (1954)
DF	55	DYSON, F.	Phys. Rev. 99, 1037 (1955)
DN	54	DULLER, N., WALKER, W.	Phys. Rev. 93, 215 (1954)
DN	56	DOBROTIN, N.	Sup. Nuov. Cim. 3, 635 (1956)
DR	52	DANIEL, R.	Phil. Mag. 43, 753 (1952)
EB	58	EDWARDS, B.	Phil. Mag. 3, 237 (1958)
EF	57	EISLER, F.	Nuov. Cim. 5, 1700 (1957)

FB	58	FRENCH, B.	Thèse (Londres)
FB	59	FRENCH, B.	Communication privée
FE	50	FERMI, E.	Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950)
FE	56	FRIEDLANDER, E.	Acta Phys. Ac. Sc. Hongr. 6, 237 (1956)
FE	59	FEINBERG, E.	Conf. de Kiev (1959)
FF	59	FARLEY, F.	(non publié)
FG	57	FIALHO, G.	Phys. Rev. 105, 328 (1957)
FW	50	FRETTER, W.	Phys. Rev. 80, 921 (1950)
FW	56	FRETTER, W.	Sup. Nuov. Cim. 4, 567 (1956)
GB	51	GREGORY, B.	Phys. Rev. 81, 675 (1951)
GE	50	GEORGI, E.	Proc. Roy. Soc. A63, 1081 (1950)
GI	57	GRAMENITSKI, I.	JETP 5, 763 (1957)
GJ	50	GREEN, J.	Phys. Rev. 80, 832 (1950)
GM	51	GOTTLIEB, M.	Phys. Rev. 82, 349 (1951)
GR	56	GIACCONI, R.	Nuov. Cim. 4, 826 (1956)
GV	56	GURZHAVIN, V.	JETP 5, 312 (1956)
HF	56	HANNI, F.	Nuov. Cim. 4, 1473 (1956)
HN	58	HORWITZ, N.	Conf. CERN 1958 (Genève)
HR	59	HAGEDORN, R.	(à paraître dans Nuov. Cim.)
HS	57	HAYAKAWA, S.	Proc. 7th Rochester Conf. (1957)
HT	54	HOANG, T.	Journ. Phys. Radium 15, 337 (1954)
HU	56	HAIBER-SCHAIM, U.	Nuov. Cim. 4, 669 (1956)
HV	51	HOPPER, V.	Phys. Rev. 84, 457 (1951)
HW	36	HEISENBERG, W.	Zeit. f. Phys. 101, 533 (1936)
HW	53 a)	HEISENBERG, W.	Kosmische Strahlung (Springer Verlag)
HW	42	HEITLER, W., PENG, H.	Proc. Camb. Phil. Soc. 38, 296 (1942)
HW	49	HEITLER, W., JANOSSY, L.	Proc. Roy. Soc. 62, 669 (1949)
HW	50	HEITLER, W.	Helv. Phys. Acta 23, 417 (1950)
HW	53 b)	HEITLER, W., TERREAUX, C.	Proc. Phys. Soc. 66, 929 (1953)
IC	59	ISO, C.	Nuovo Cimento, 11, 440, 745 (1959)
ID	58	ITO, D., TANAKA, H.	Sup. Nuov. Cim. 7, 91 (1958)
II	57	IVANOVSKAYA, I.	Nucl. Phys. 4, 29, (1957)
KJ	56	KOVACS, J.	Phys. Rev. 101, 397 (1956)
KM	52	KAPLON, M., RITSON, D.	Phys. Rev. 88, 386 (1952)
KR	59	KALBACH, R.	Phys. Rev. 113, 330 (1959)
KW	54	KRAUSHAAR, W., MARKS, L.	Phys. Rev. 93, 326 (1954)
KZ	56	KOBA, Z.	Prog. Theor. Phys. 15, 461 (1956)
KZ	57	KOBA, Z.	Prog. Theor. Phys. 17, 288 (1957)
KZ	58 a)	KOBA, Z.	Prog. Theor. Phys. 19, 594 (1958)
KZ	58 b)	KOBA, Z.	Nuov. Cim. 10, 755 (1958)
KZ	59	KOBA, Z., TAKAGI, S.	Forts. d. Phys. 7, 1 (1959)
LD	53	LANDAU, D.	Izv. Akad. Nauk. U.R.S.S., 17, 57 (1953)
LE	56	LOHRMANN, E.	Nuov. Cim. 3, 822 (1956)
LE	57	LOHRMANN, E.	Nuov. Cim. 5, 1074 (1959)

LJ	54	LEPORE, J.	Phys. Rev. 94, 1724 (1954)
LJ	55	LEPORE, J.	Phys. Rev. 98, 1484 (1955)
LL	57	LINDERN, L.	Nuov. Cim. 5, 491 (1957)
LW	48	LEWIS, H. W., OPPENHEIMER, R.	Phys. Rev. 73, 127 (1948)
LW	52	LEWIS, H. W.	Rev. Mod. Phys. 24, 241 (1952)
MC	53 a)	MCCUSKER, C., ROESLER, F.	Nuov. Cim. 10, 127 (1953)
MC	53 b)	MCCUSKER, C.	Phys. Rev. 91, 384 (1953)
MI	55	MIURA, I.	Progr. Theor. Phys. 13, 115 (1955)
MI	59	MINAKAWA, I.	Sup. Nuov. Cim. 1, 125 (1959)
ML	59	MONTANET, L.	Nucl. Phys. (à paraître)
NJ	54	NEWTH, J.	Sup. Nuov. Cim. 10, 297 (1954)
NK	58	NIU, K.	Nuov. Cim. 10, 994 (1958)
PD	58	PERKINS, D.	Conf. de Durham (1958)
PJ	51	POMERANCHUK, J.	Dokl. Akad. Nauk. URSS 78, 889 (1951)
PJ	54	PODOLANSKI, J., ARMENTEROS, R.	Phil. Mag. 45, 13 (1954)
PR	58	PICTET, R.	Thèse 1958 (Zurich)
RA	59	RAJOPADHYE	Conf. Nuclear Physics, Oxford (1959)
RB	52	ROSSI, B.	High Energy Particles (1952) Prentice Hall Incorp.)
RL	54	ROZENTAL, L.	Usp. Fiz. Nauk. U.R.S.S. 52, 185 (1954)
SG	57	SUDARSHAN, G.	Phys. Rev. 103, 777 (1957)
SM	55	SCHEIN, M.	Nuov. Cim. 1, 647 (1955)
SM	57	SCHEIN, M.	Conf. Varenne (1957)
TG	55	TAKEDA, G.	Phys. Rev. 100, 440 (1955)
TM	58	TEUCHER, M.	Phys. Rev. 111, 1384 (1958)
TS	52	TAKAGI, S.	Progr. Theor. Phys. 7, 123 (1952)
TY	55	TERASHIMA, Y.	Progr. Theor. Phys. 13, 1 (1955)
VS	56	VERNOV, S., GRIGOROV, N.	Sup. Nuov. Cim. 4, 879 (1956)
WA	53	WEAVER, A.	Phys. Rev. 90, 86 (1953)
WA	56	WATAGHIN, A.	Nuov. Cim. 4, 154 (1956)
WW	50	WALKER, W.	Phys. Rev. 80, 546 (1950)
WW	55	WRIGHT, W.	Phys. Rev. 100, 1802 (1955)
WW	56	WALKER, W.	Phys. Rev. 104, 526 (1956)
WY	57	WATAX, Y.	Progr. Theor. Phys. 18, 314 (1957)
ZG	58	ZATSEPIN, G.	Sup. Nuov. Cim. 8, 746 (1958)

PROFESSEURS

Doyen : J. PÉRÉS

G. JULIA	T Analyse supérieure et algèbre supér.	GAUTHERET	T Biol. végétale (P.C.B.)
DE BROGLIE	T Théories physiques	LUCAS	T Recherches physiques
PRENANT	T Anatomie et histol. comparées	A. THOMAS	T Biologie cellulaire
PÉRÉS	T Mécanique des fluides et applications	ARNULF	T Optique appliquée
BARRABE	T Géologie structurale et Géologie appliquée	M. MORAND	T Enseignement de physique
BOURCART	T Géographie physique et géologie dynamique	SOLEILLET	T Physique (P.C.B.)
PLANTEFOL	T Botanique	FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	DANJON	T Astronomie
PRÉVOST	T Chimie organique	PETIT	T Biologie maritime
BOULIGAND	T Application de l'analyse à la géométrie	QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique
CHAUDRON	T Chimie appliquée	GALLIEN	T Embryologie
WYART	T Minéralogie	EICHHORN	T Biologie végétale (S.P.C.N.)
TEISSIER	T Zoologie	DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.)
MANGENOT	T Biol. végétale	M ^{lle} CAUCHOIS	T Chimie physique
P. AUGER	T Physique quantique et relativité	THELLIER	T Physique du globe
MONNIER	T Physiologie générale	L'HÉRITIER	T Génétique
PIVETEAU	T Paléontologie	GRIVET	T Radioélectricité
Rocard	T Physique (E.N.S.)	PONCIN	T Mécanique générale
H. CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.)	DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres
LAFFITTE	T Chimie générale	QUELET	T Chimie organique
COULOMB	T Physique du globe	CAGNIARD	T Géophysique appliquée
M ^{lle} COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.)	CHAMPETIER	T Chimie macromolécul.
CHRÉTIEN	T Chimie minérale	CUVILLIER	T Micropaléontologie
P. DRACH	T Zoologie	JUNG	T Pétrographie
KASTLER	T Physique (E.N.S.)	TRILLAT	T Microscopie et diffract. électronique
EPHRUSSI	T Génétique	WIEMANN	T Chimie organique et structurale
WURMSER	T Biologie physico-chimique	JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste
RIVIÈRE	T Géologie (S.P.C.N.) Orsay	VASSY	T Physique de l'atmosphère
		DESTOUCHES	T Théories physiques

M. PRUVOST	T Géologie	TERMIER	T Paléontologie stratigraphique
AMIEL	T Chimie générale	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
HOCART	T Minéralogie	LENNUIER	Physique (M.G.P.)
J. P. MATHIEU	T Physique (option) (Orsay)	RIZET	Génétique
COUTEAUX	T Biologie animale (P.C.B.)	ROUTHIER	Géologie appliquée
MAY	I Zoologie (Orsay)	M ^{me} TONNELAT	T Relativité
CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.)
FELDMANN	T Biologie végétale marine	SOUCHAY	T Chimie générale
GUINIER	T Physique des solides	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
JOST	T Physiologie comparée	BRUSSET	Chimie minérale
FORTET	T Calcul des prob. et physique mathématique	M. LÉVY	T Physique théorique des hautes énergies
SCHWARTZ	T Calcul diff. et intégr.	M ^{me} CHAIX	Chimie biologique
CHOUARD	T Physiologie végétale	M ^{me} HUREL-PY	Biol. vég. (P.C.B.)
MALAVARD	T Aviation	PIAUX	Chimie (M.P.C.)
BRELOT	T Calcul différentiel	BRUN	Mécanique expérimentale des fluides
NORMANT	T Synthèse organique	LEDERER	T Chimie biologique
BENARD	T Chimie minérale	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques
BUVAT	T Botanique (E.N.S.)	M ^{me} LELONG	T Mathématiques (E.N.S.)
DUGUE	T Statistiques mathématiques	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.)
GELOSO	T Chimie (S.P.C.N.)	COTTE	T Physique (Orsay)
SOULAIRAC	T Psychophysiologie	DUBOIS, J. E.	T Chimie organique
ULRICH	T Physiologie végétale	LAMOTTE	Zoologie (E.N.S.)
MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée	MICHEL, André	T Chimie (S.P.C.N.)
KIRRMANN	T Théories chimiques	OLMER	T Energétique générale
CHADEFAUD	T Botanique	ROUAULT	T Physique générale
M ^{lle} LE BRETON	T Physiologie générale	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
SALEM	T Mathématiques générales	BARCHWITZ	Chimie physique
LELONG	T Mathématiques générales	BROSSEL	Physique atomique
DEVILLERS	Anatomie et histologie comparées	BUSER	Physiol. comparée
EHRESMANN	T Topologie algébrique	CAMUS	Physiol. vég. (3 ^e Cycl.)
FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.)	CASTAING	Physique générale
GLANGEAUD	T Géographie physique et géologie dynamique	CURIEN	Minéralogie et cristallographie
GODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.)	MOYSE	Physiologie végétale (Orsay)
PISOT	T Technique mathématique de la physique	PANNETIER	Chimie (S.P.C.N.)
ROCH, E.	T Géologie	POSSOMPES	Zoologie
SCHATZMANN	Astrophysique	PULLMANN	Chimie théorique
		TEILLAC	Physique nucléaire et radioactivité
		TONNELAT	Biol. physico-chimique
		VILLE	T Econométrie

WILLEMART	Chimie (P.C.B.)	ALLARD	Chimie physique
DODÉ	T Chimie (S.P.C.N.) (Orsay)	BERTHELOT	Physique nucléaire et radioactivité
FREYMANN	T Physique générale	BRICARD	Météorologie et physi- que de l'atmosphère
GUINOCHET	T Biologie végétale (Orsay)	M ^{me} ALBE-FESSARD	Psycho-Physiol.
ROLLET	T Chimie (P.C.B.)	FRIEDEL	Physique des solides
M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (P.C.B.)	M. JULIA	Etude des molécules organiques complexes
CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes	LENDER	Biol. animale (S.P.C.N.) Orsay
ARNOULT	T Electronique	MAGAT	Physico-chimie des rayonnements
CHAPELLE	T Physique (M.P.C.) Orsay	M ^{lle} QUINTIN	Electrochimie
DELANGE	T Mathématiques Orsay	MONOT	T Chimie du métabolisme
DENY	T Mathématiques (M.G.P.)	BENOIT	T Physiologie animale
GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides	DE POSSEL	T Analyse numérique
LUCAS, G	T Géologie	CHARLOT	T Chimie analytique
		HAÏSSINSKY	T Radiochimie

Secrétaire général: C. MONIER

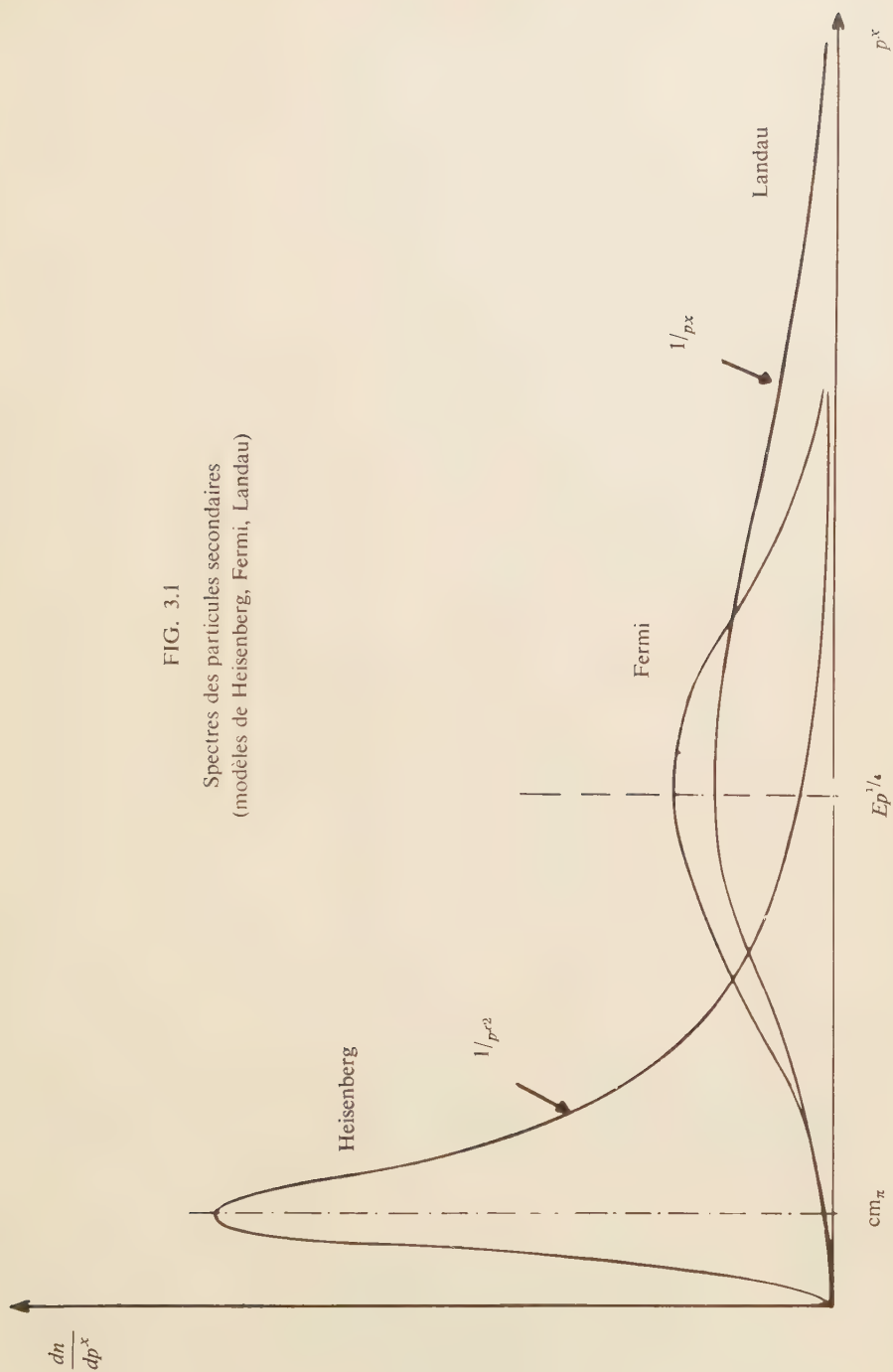


FIG. 3.1
Spectres des particules secondaires
(modèles de Heisenberg, Fermi, Landau)

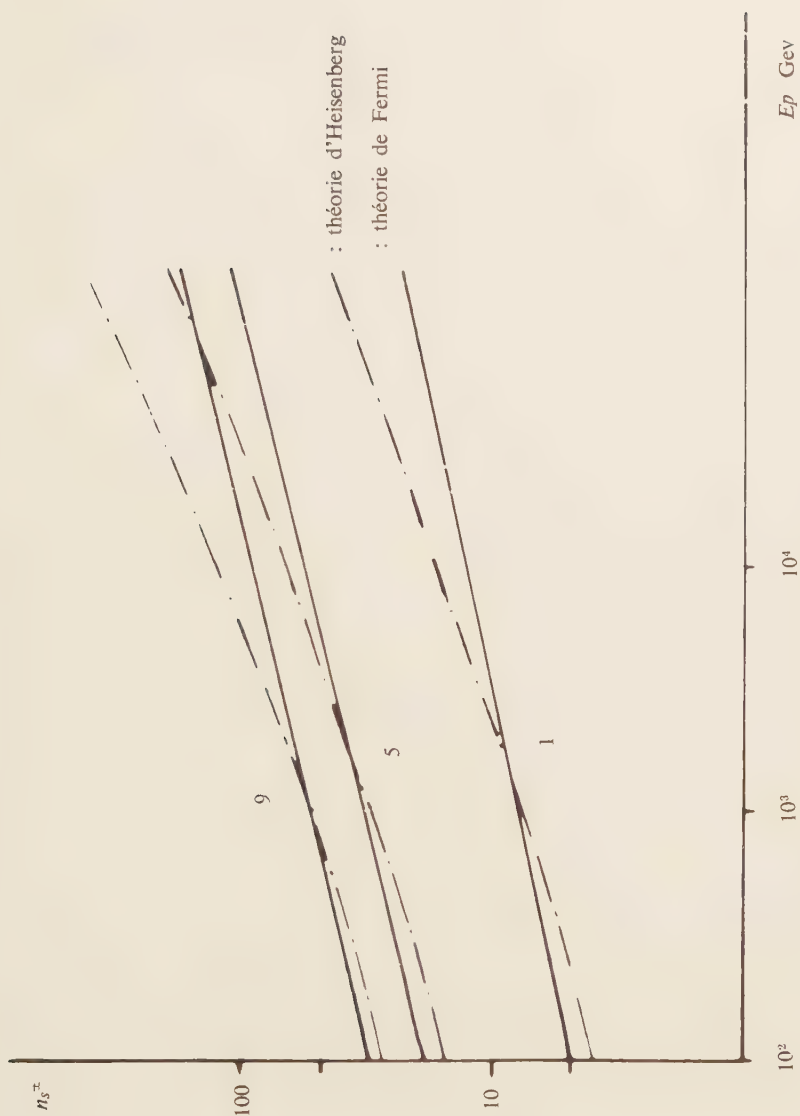


FIG. 3.2

Modèle de Terashima

Multiplicité en fonction de l'énergie incidente E_p et du nombre de nucléons mis en jeu dans l'interaction

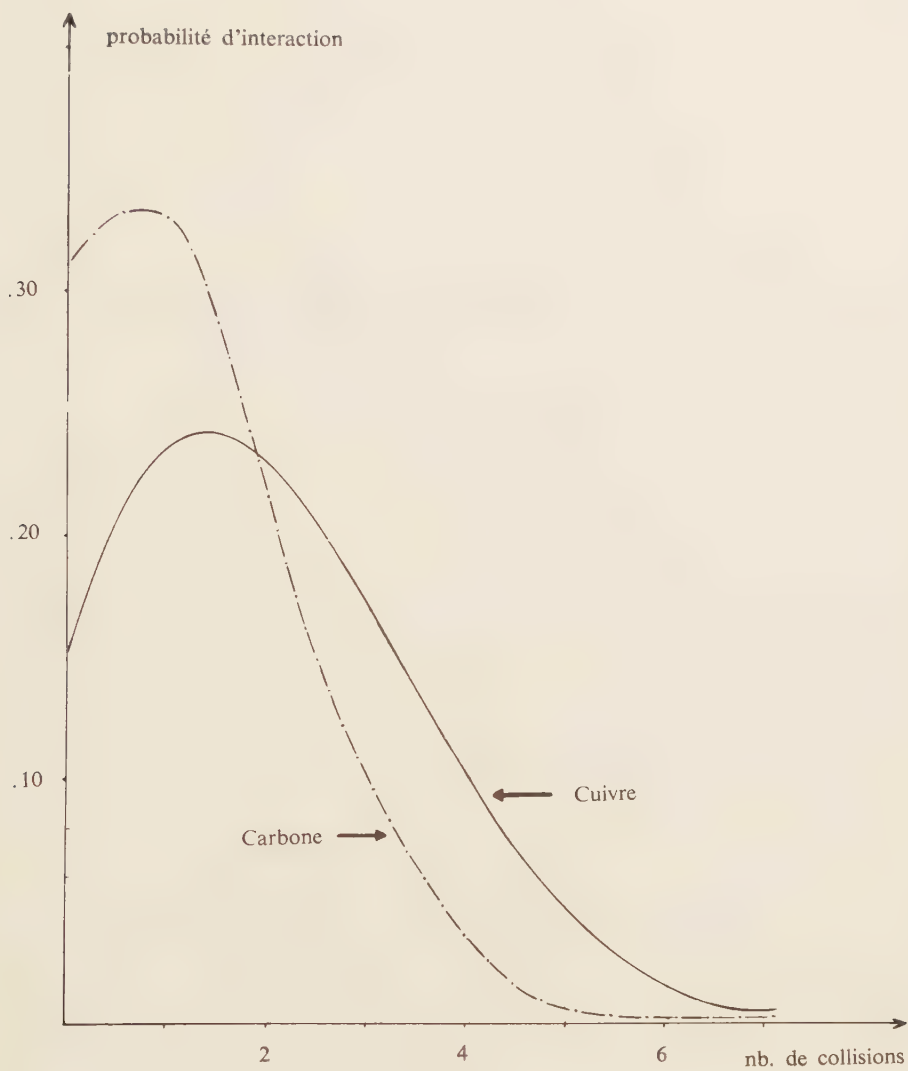


FIG. 3.3
 Nombre de collisions probables par noyau
 ($\sigma_{pp} = 30mb$)

- 1 : chambre Wilson.
- 2 : pièces polaires de l'aimant.
- 3 : cible.
- 4 : emplacement des appareils de prise de vue.
- 5 : blocs de plomb.

A, B, C, D : compteurs Geiger.

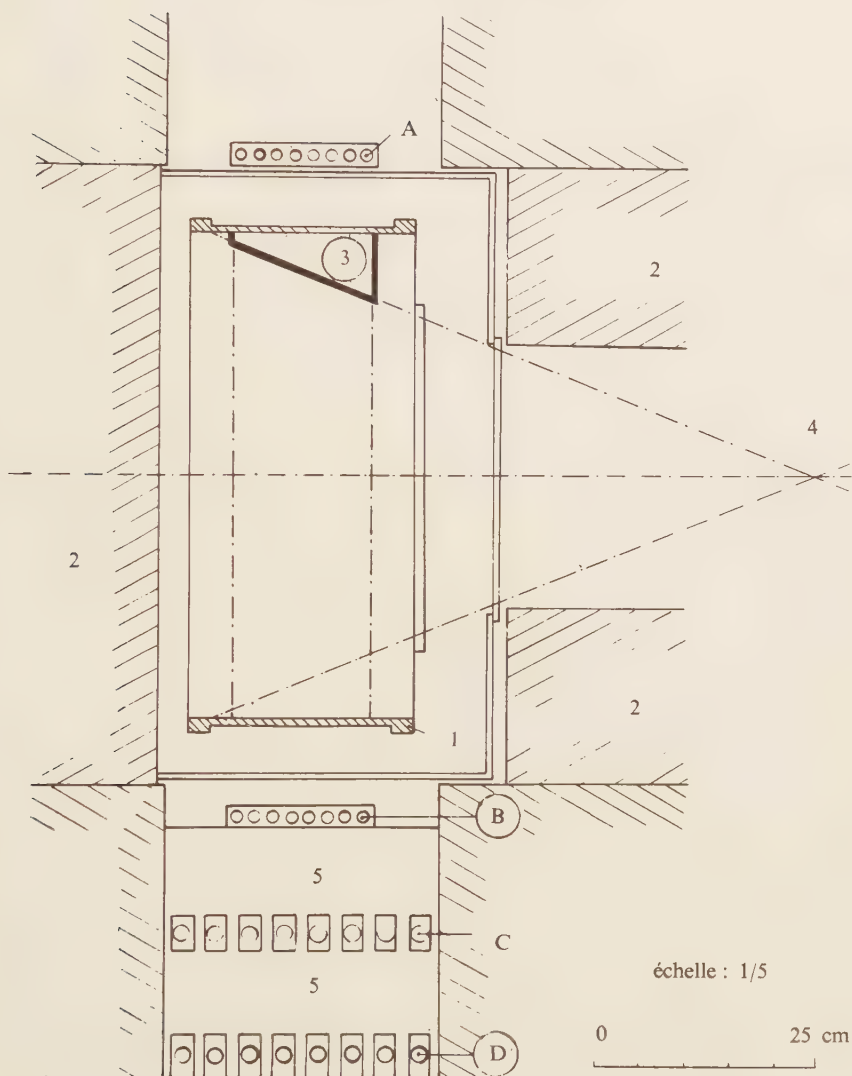


FIG. 4.1

Coupe élévation du dispositif expérimental

FIG. 4.2

Variations de $\Sigma \cos \theta^x$ avec γ_c

1/ événement XS 29

2/ événement artificiel comprenant
10 traces émises isotropiquement

avec $p^x = 0,35 \frac{\text{Gev}}{c}$ et $\gamma_c = 10$

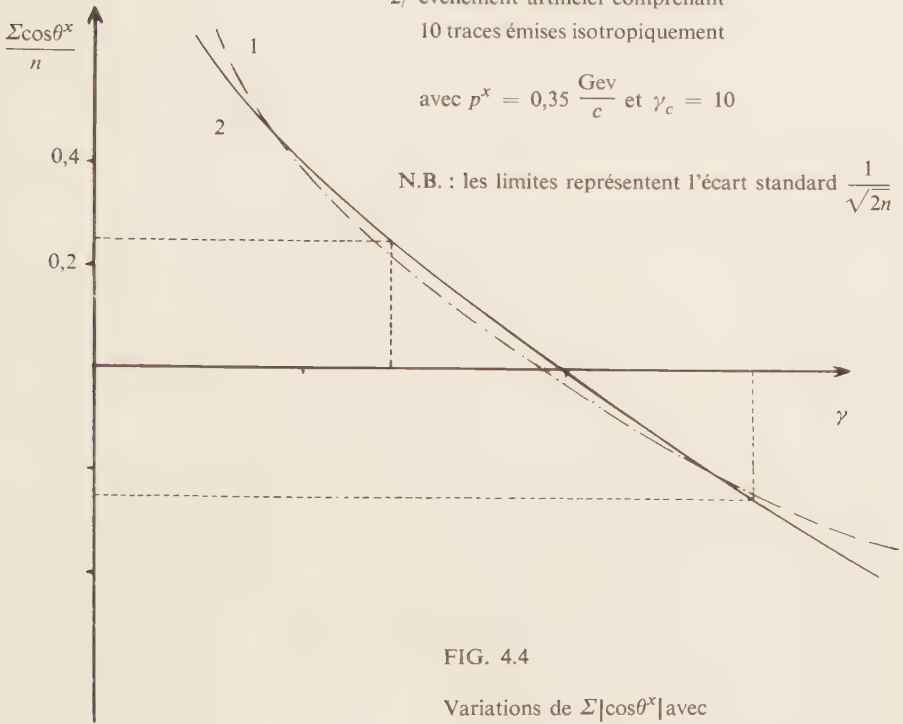


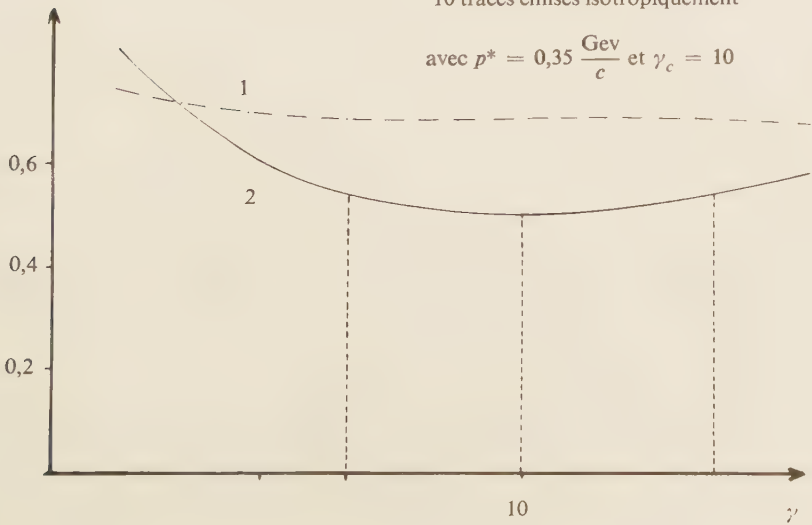
FIG. 4.4

Variations de $\Sigma |\cos \theta^x|$ avec

1/ événement XS 29

2/ événement artificiel comprenant
10 traces émises isotropiquement

avec $p^* = 0,35 \frac{\text{Gev}}{c}$ et $\gamma_c = 10$



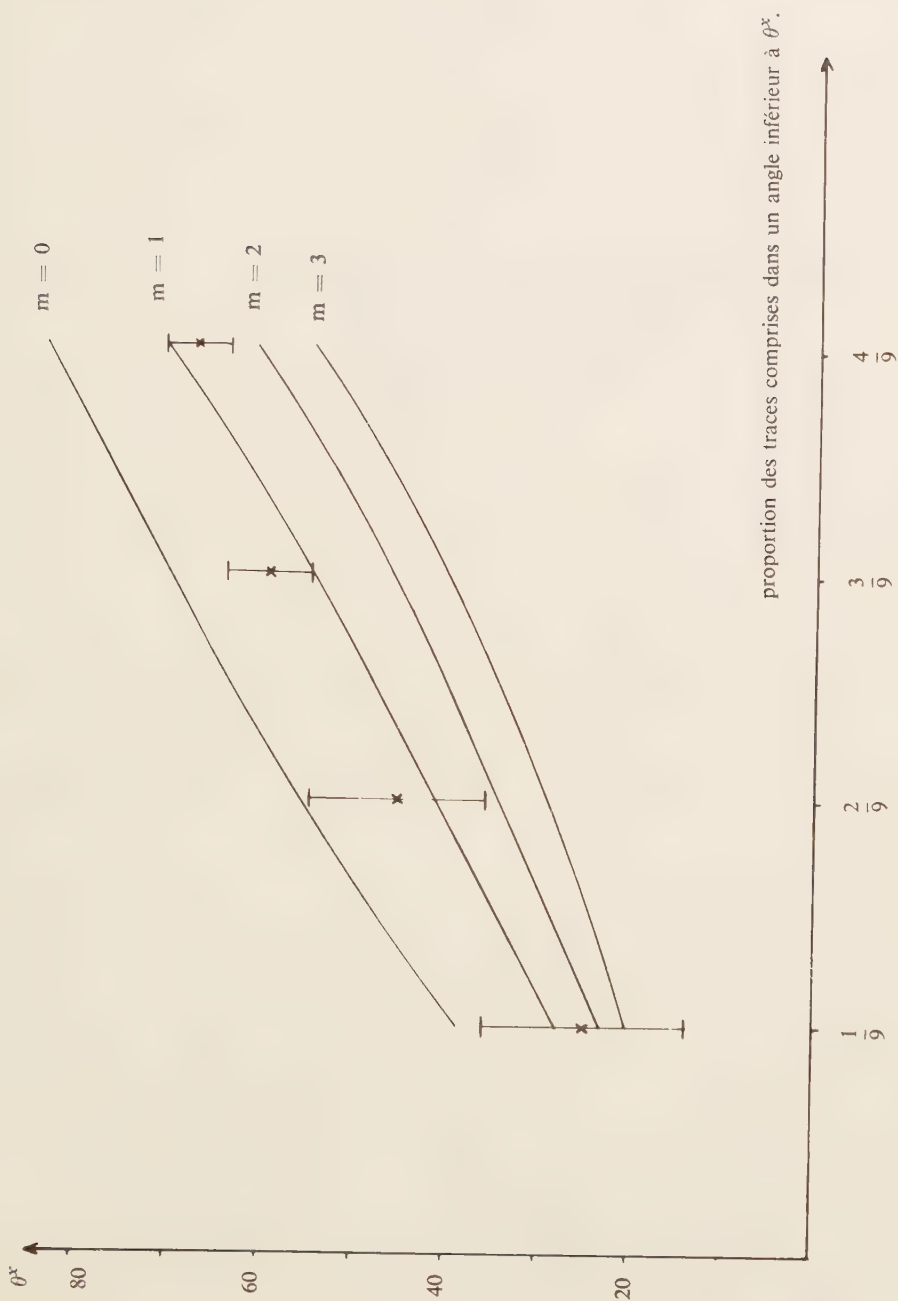


FIG. 4.3

Détermination de l'anisotropie en supposant une distribution angulaire de la forme :

$$N(\theta^x) d\theta^x = a \cos^m \theta^x \sin \theta^x d\theta^x$$

FIG 5.1

Distribution de la multiplicité des traces au minimum d'ionisation

a) gerbes engendrées dans la paraffine (58)

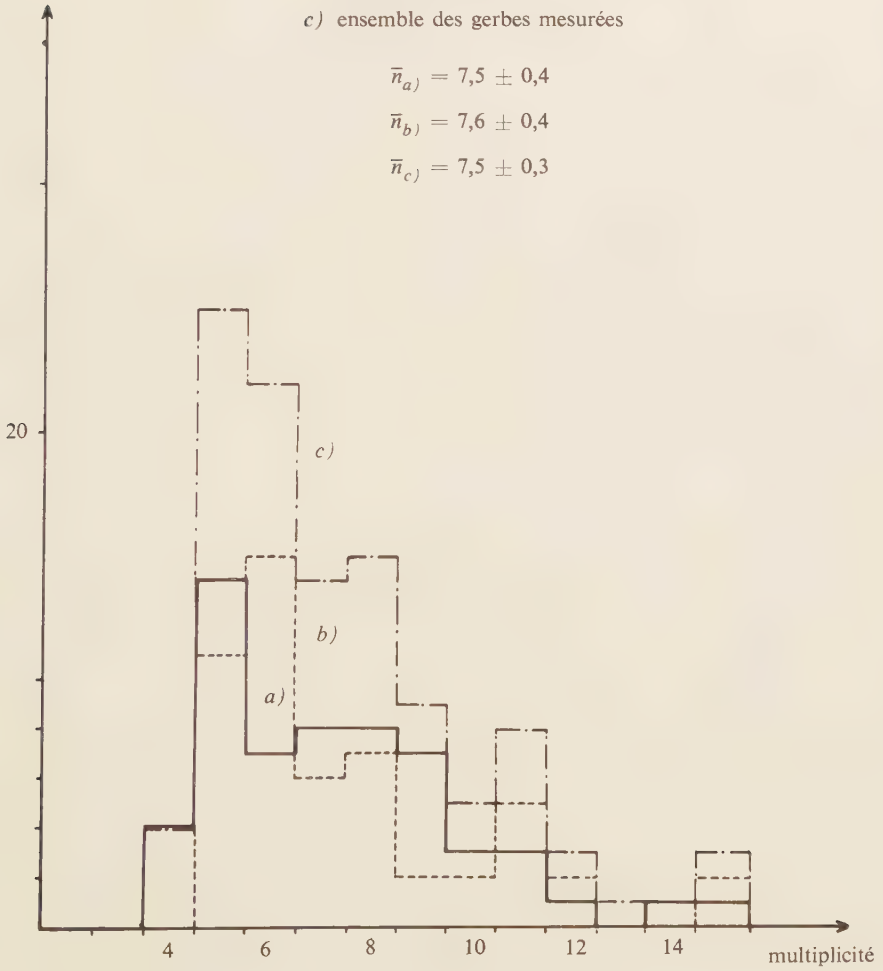
b) autres gerbes (53)

c) ensemble des gerbes mesurées

$$\bar{n}_a = 7,5 \pm 0,4$$

$$\bar{n}_b = 7,6 \pm 0,4$$

$$\bar{n}_c = 7,5 \pm 0,3$$



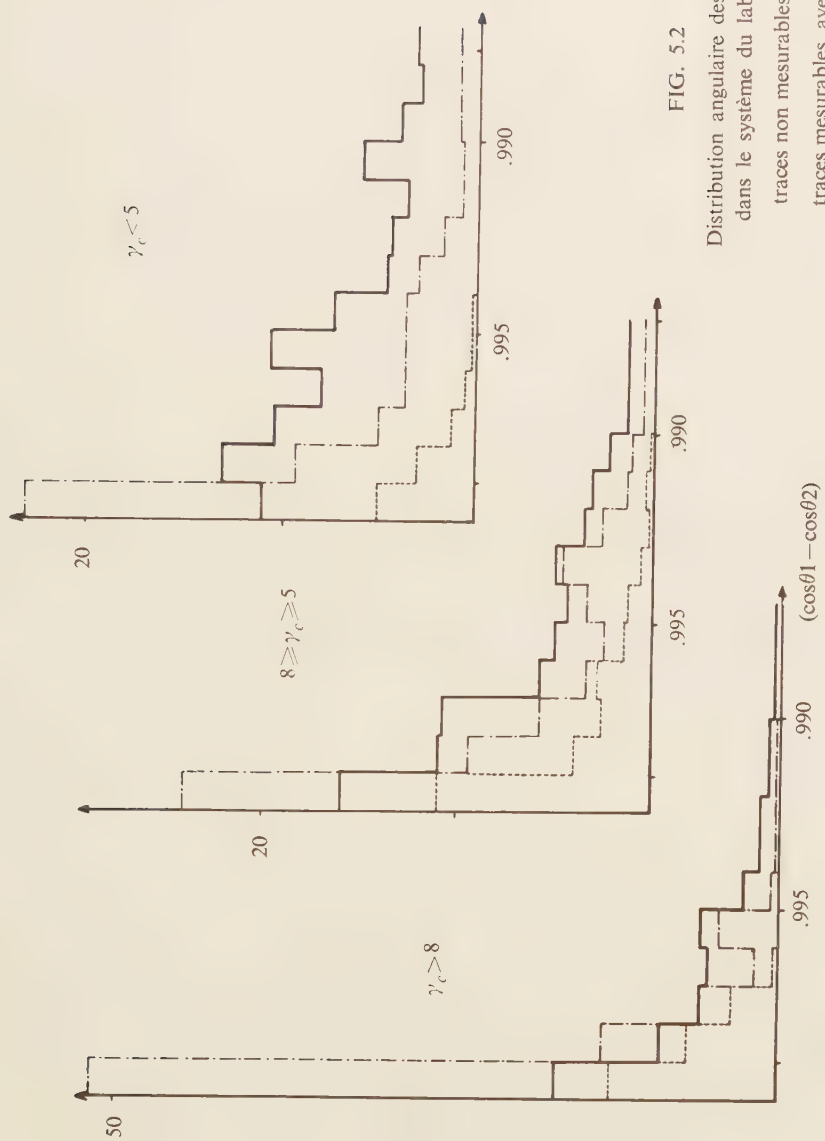


FIG. 5.2

Distribution angulaire des particules
dans le système du laboratoire

traces non mesurables

traces mesurables, avec $p < 5$ GeV/c

traces mesurables, avec $p > 5$ GeV/c

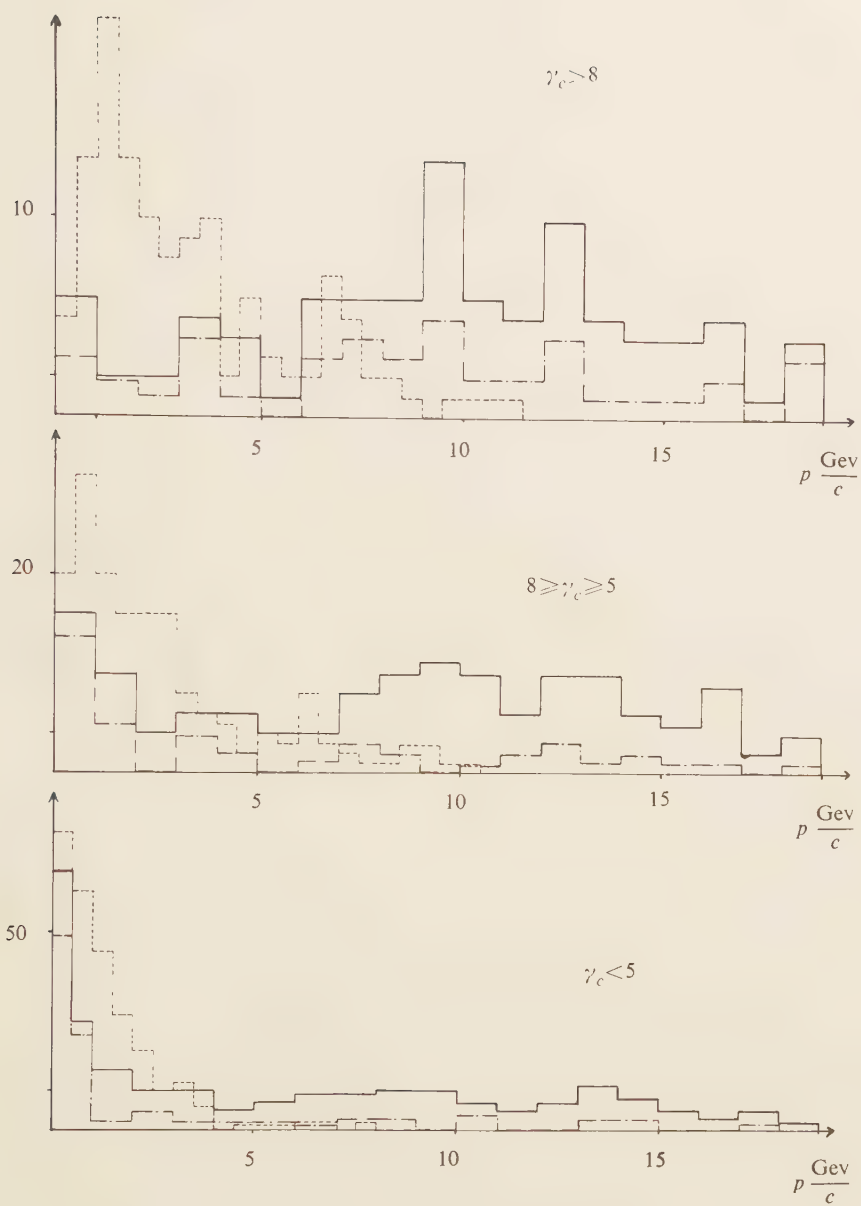


FIG. 5.3

Distribution des impulsions dans le système du laboratoire

impulsions mesurées

spectre des moments maximum détectables

spectre des moments maximum détectables pour les traces mesurées

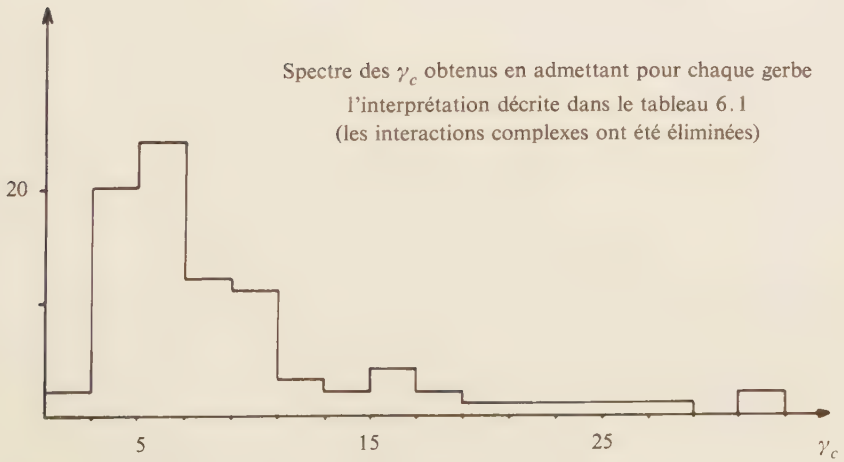
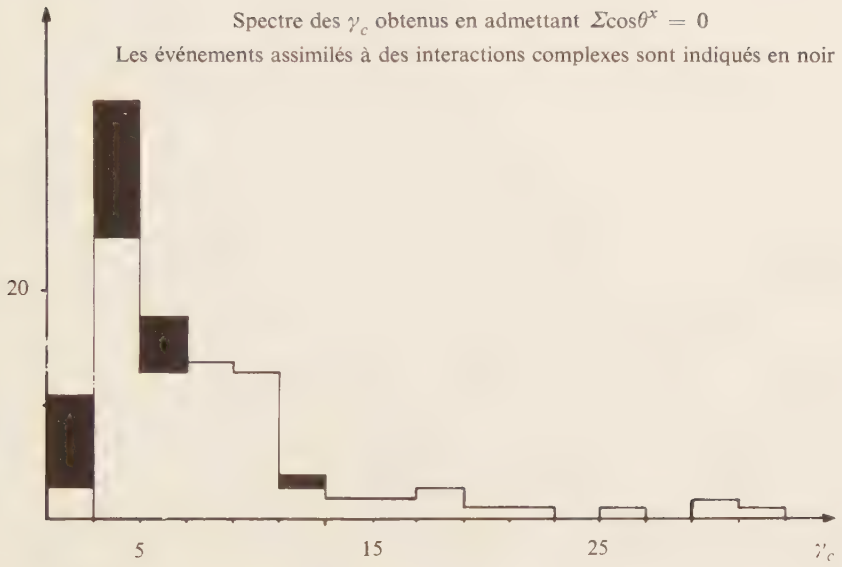
FIG. 5.4

Spectre des impulsions transversales

- a) ensemble des particules.
- b) particules d'impulsion non mesurable.



FIG. 6.1



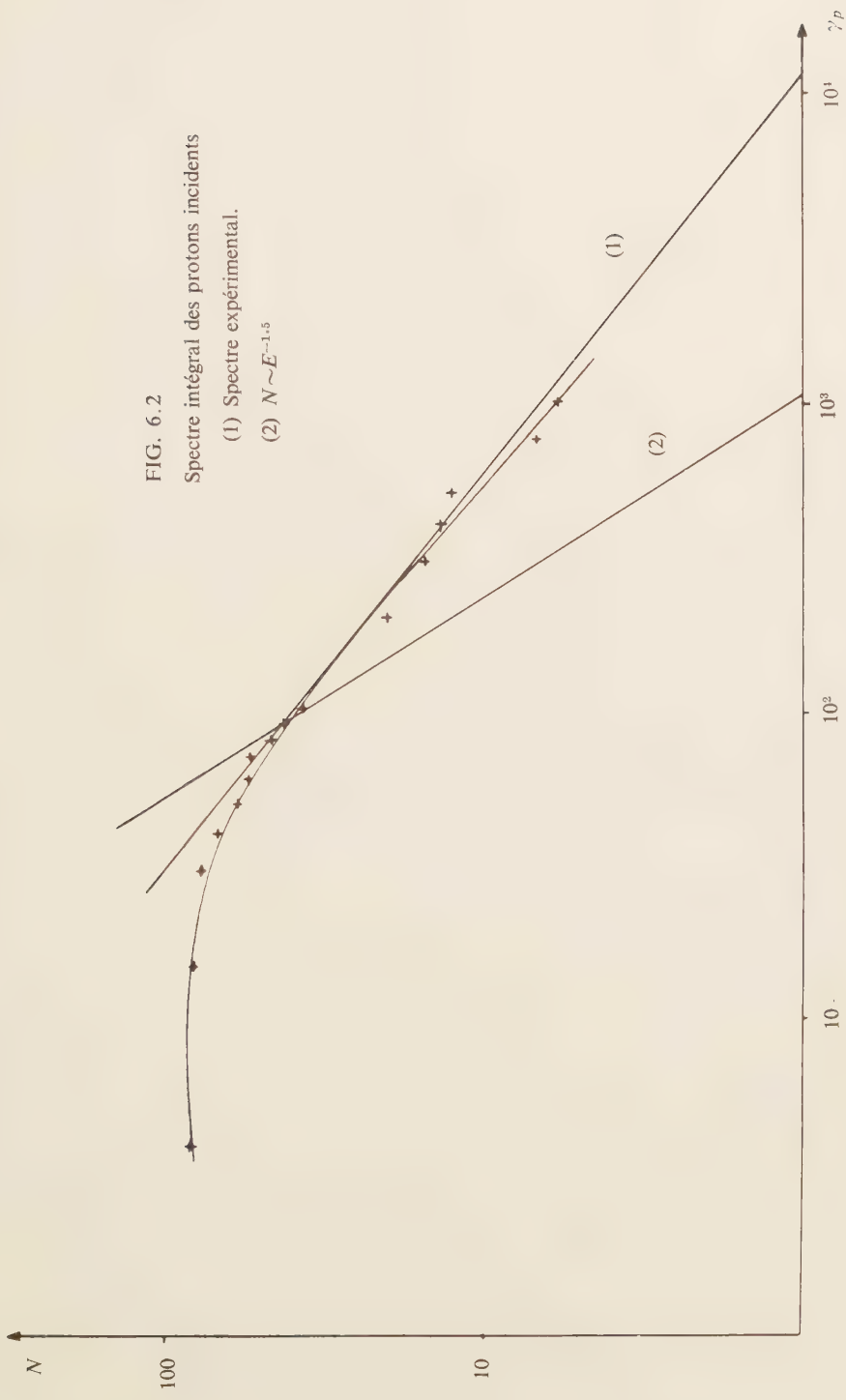
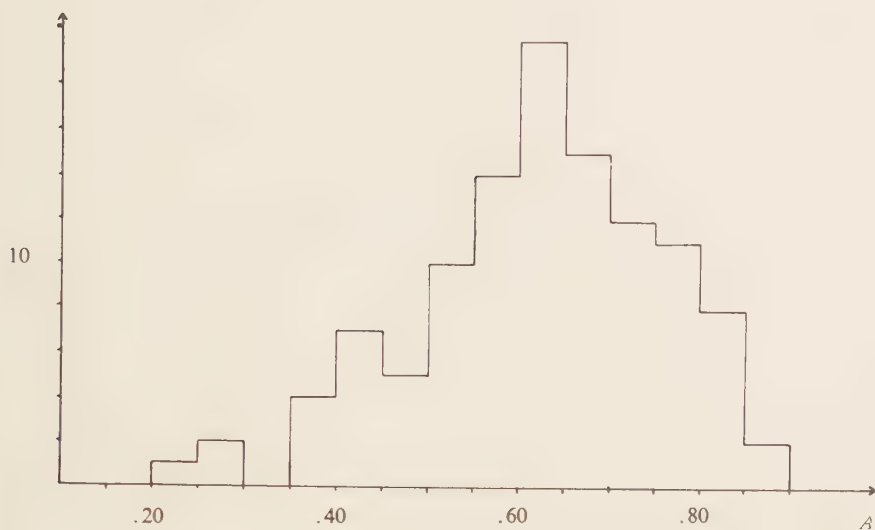


FIG. 6.2
Spectre intégral des protons incidents
(1) Spectre expérimental.
(2) $N \sim E^{-1.5}$

a) Anisotropie totale



b) Anisotropie réduite, obtenue en retranchant de chaque gerbe une trace assimilée à un proton.

(Les gerbes correspondant à des collisions complexes ont été éliminées.)

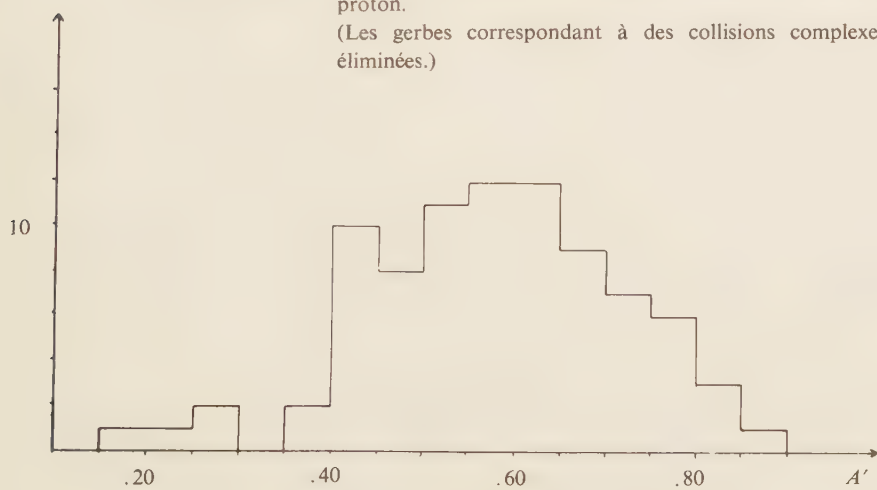


FIG. 6.3

Distribution de l'Anisotropie des gerbes mesurées

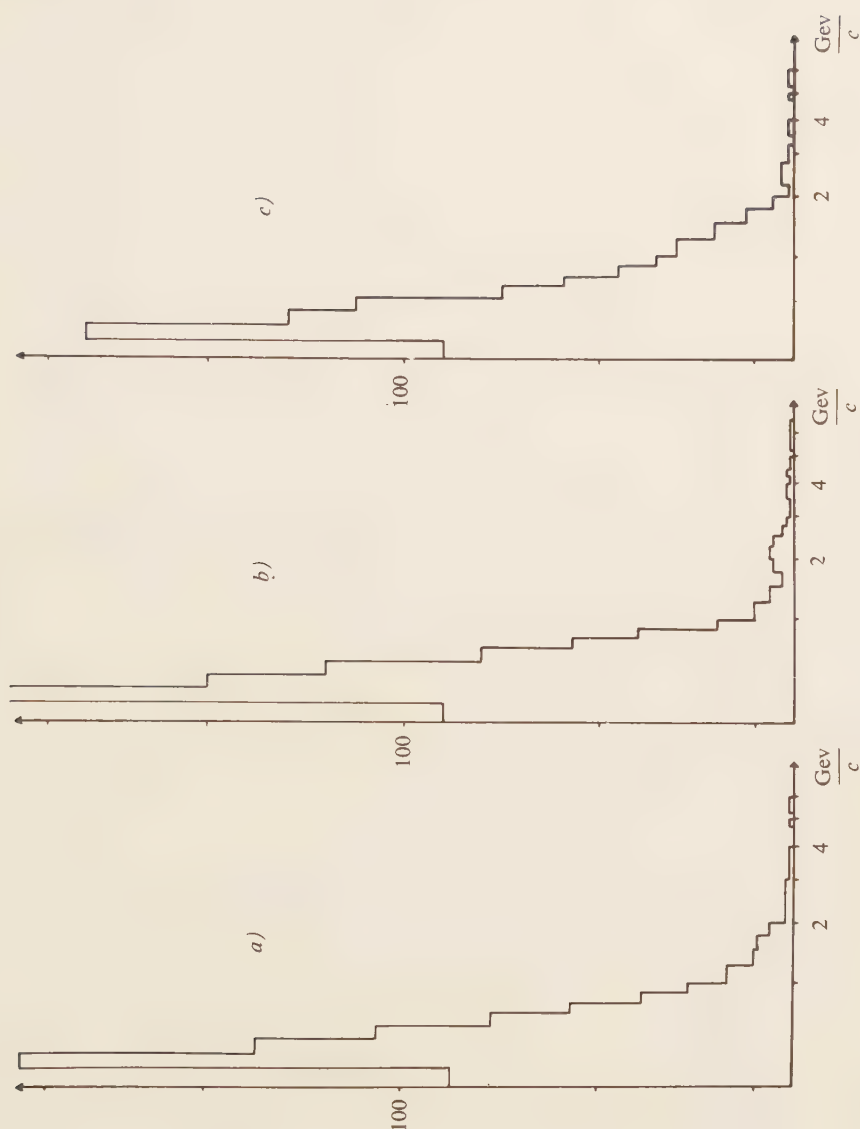


FIG. 6.4

Spectre des p^x pour l'ensemble des traces.

- a) ensemble des particules, avec p = impulsion maximum détectable pour les traces non mesurables.
- b) ensemble des particules, l'énergie disponible ($2M\gamma_c - 2M - 1,5E_{\pi^+}$) étant attribuée à une seule trace non mesurable (cas des faibles inélasticités).
- c) ensemble des particules, l'énergie disponible étant répartie uniformément parmi les traces non mesurables.

FIG. 6.5

Spectre des p^x pour l'ensemble des traces



FIG. 6.6

- a)* distribution des p^x pour les 85 gerbes assimilées à des collisions $n-n$.
b) distribution des p^x pour les 26 gerbes assimilées à des collisions $n-N$.



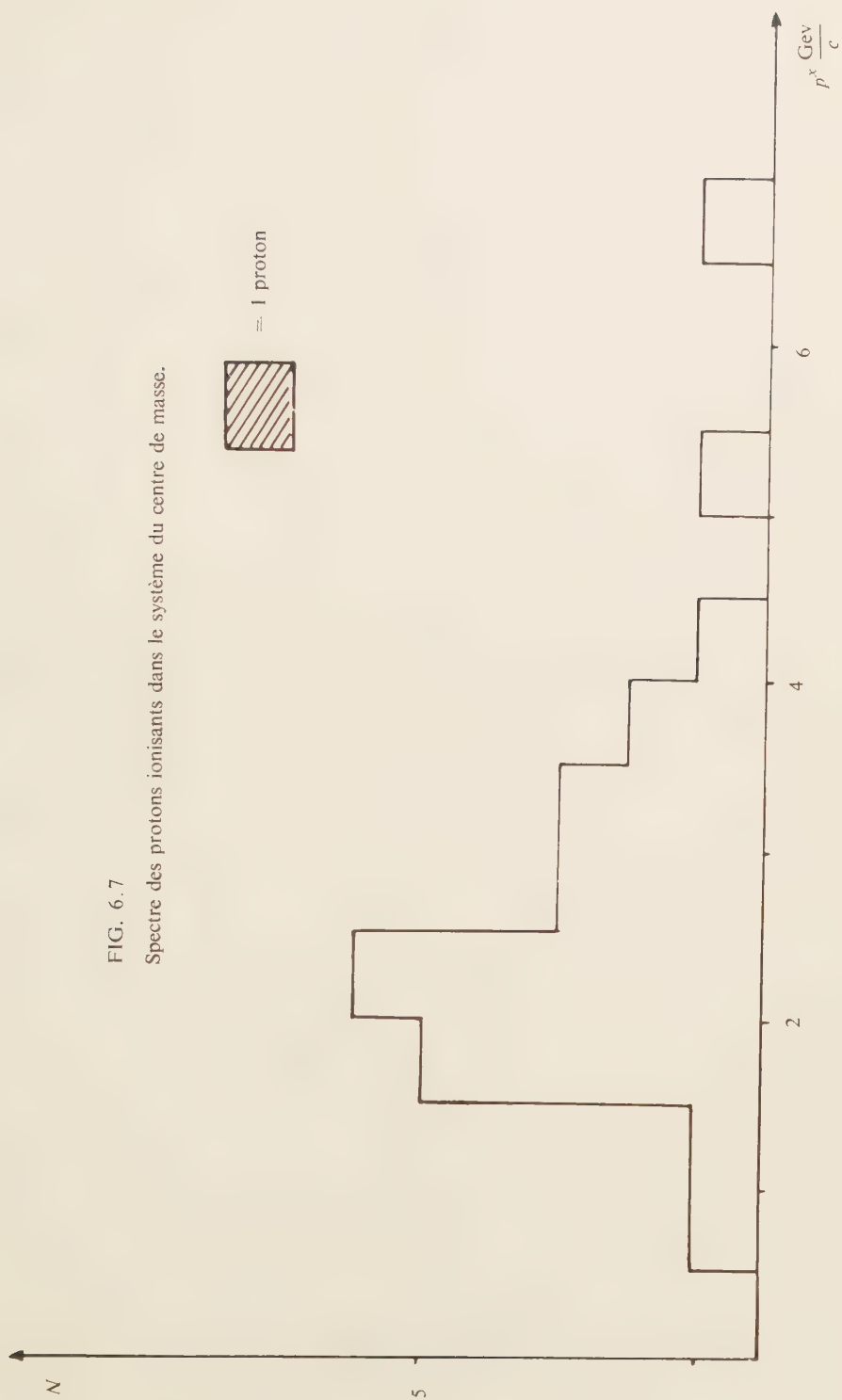




FIG. 6.8

Spectre des mésons π

Comparaison au spectre d'Heisenberg

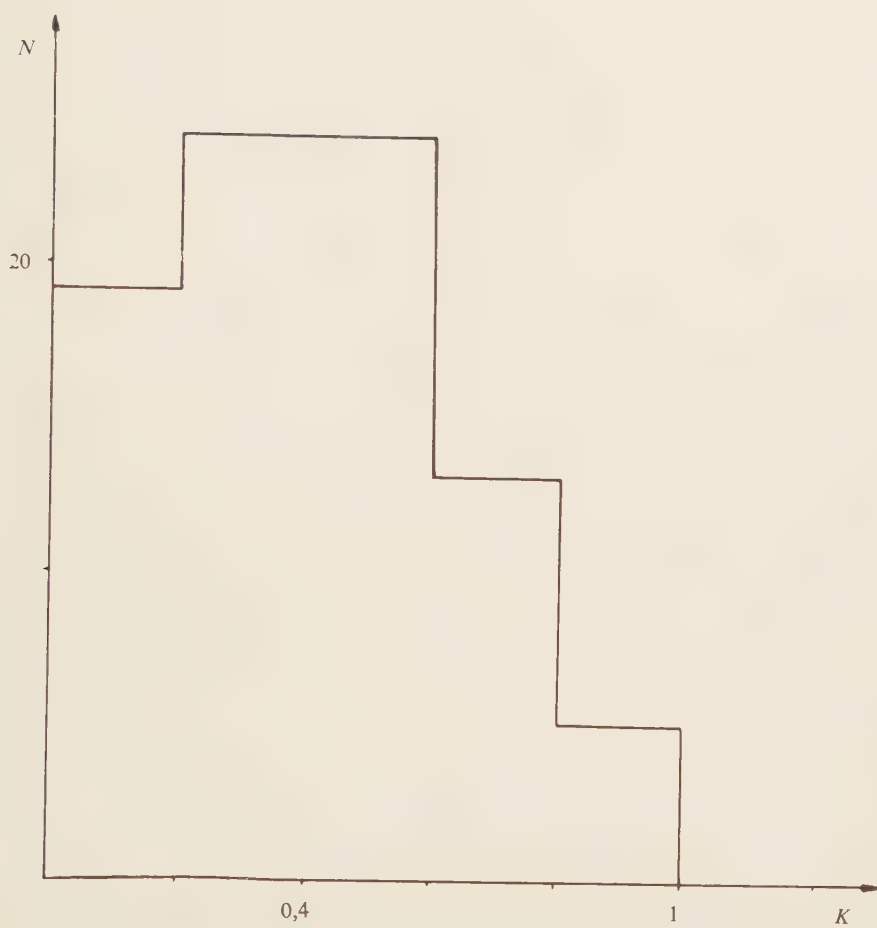


FIG. 6.9
Distribution de l'inélasticité

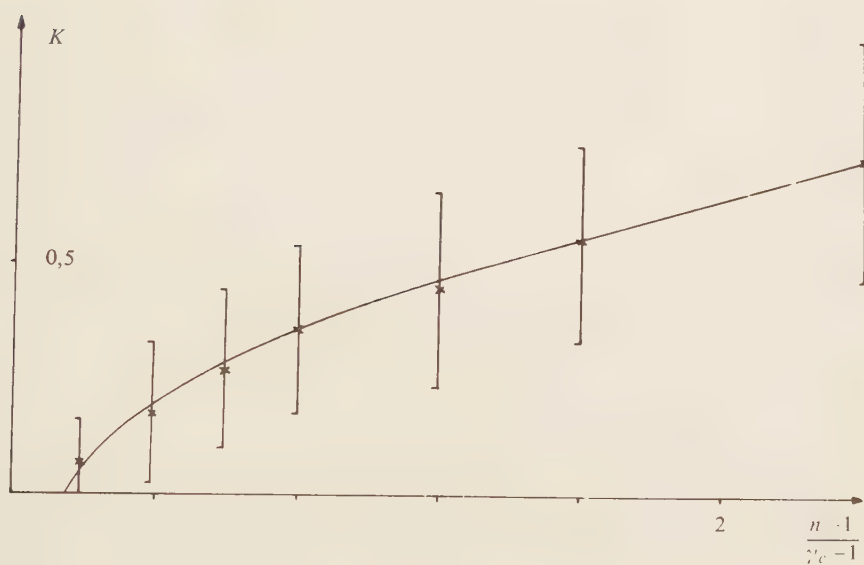
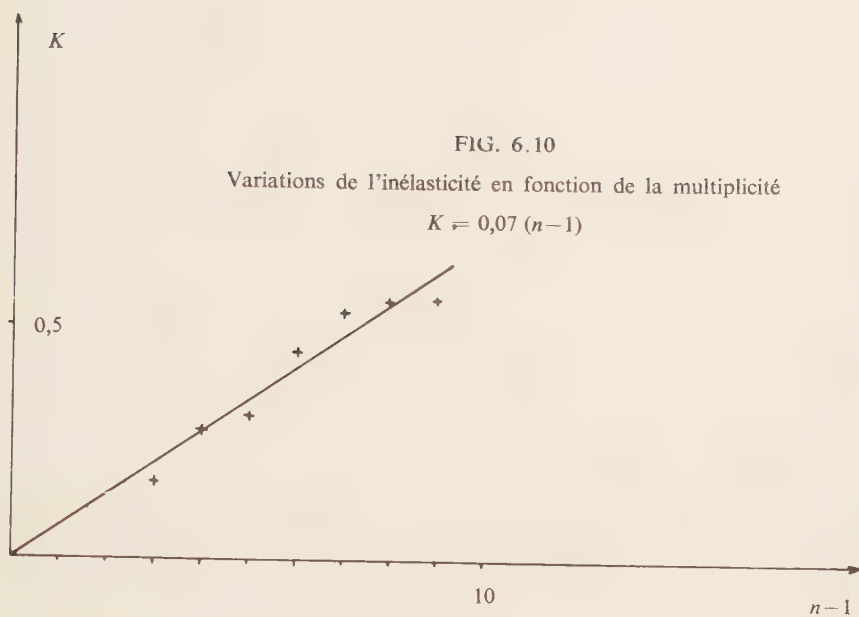


FIG. 6.11

$$K \sim 0,45 \left(\frac{n-1}{\gamma_c-1} - 0,13 \right)^{\frac{1}{2}}$$

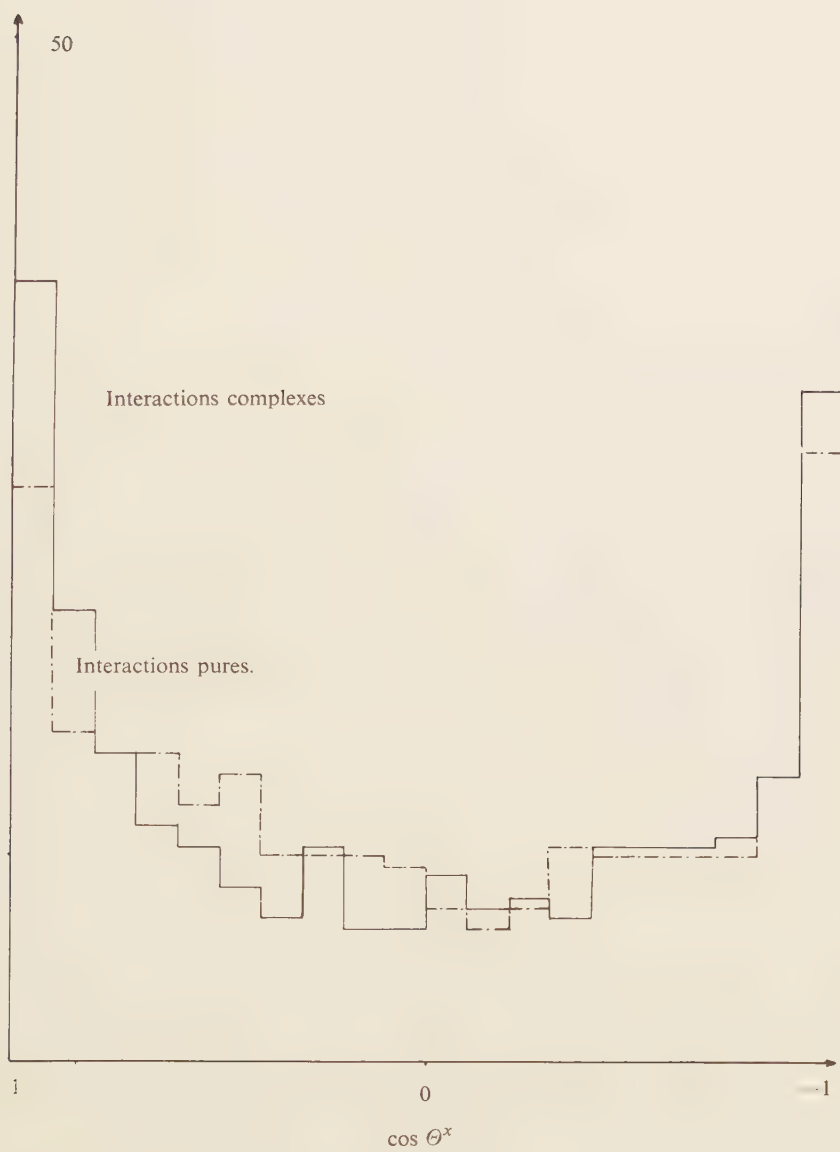


FIG. 7.1. — Distribution angulaire

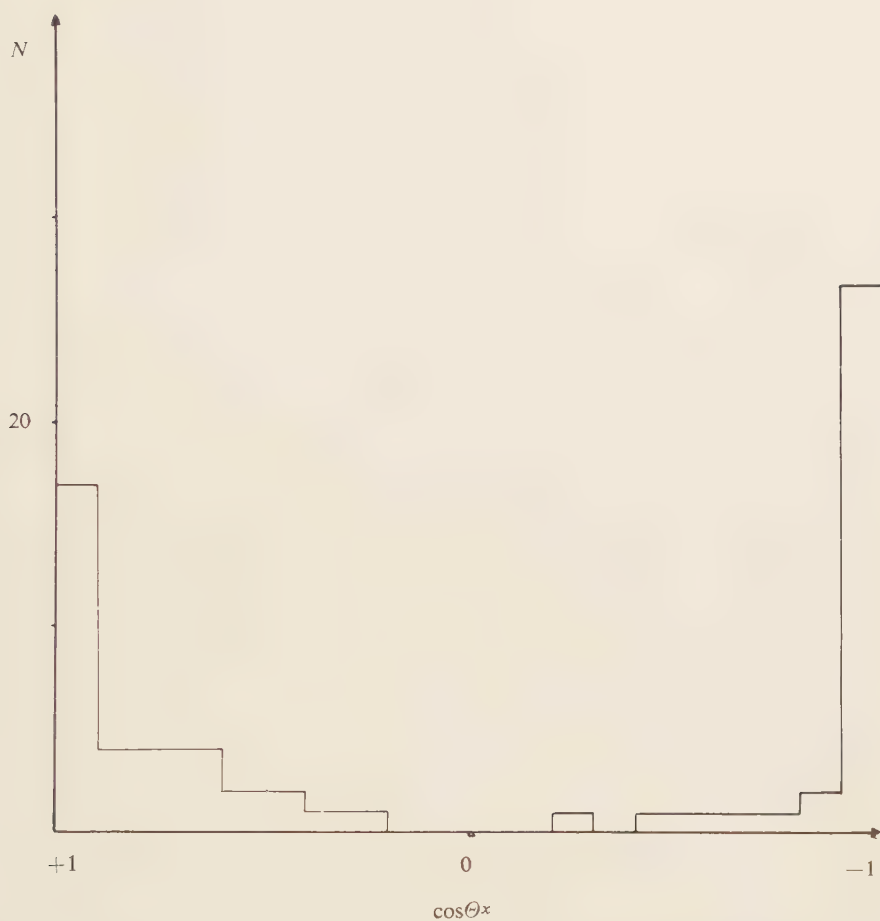


FIG. 7.2

Distribution angulaire des particules assimilées à des protons

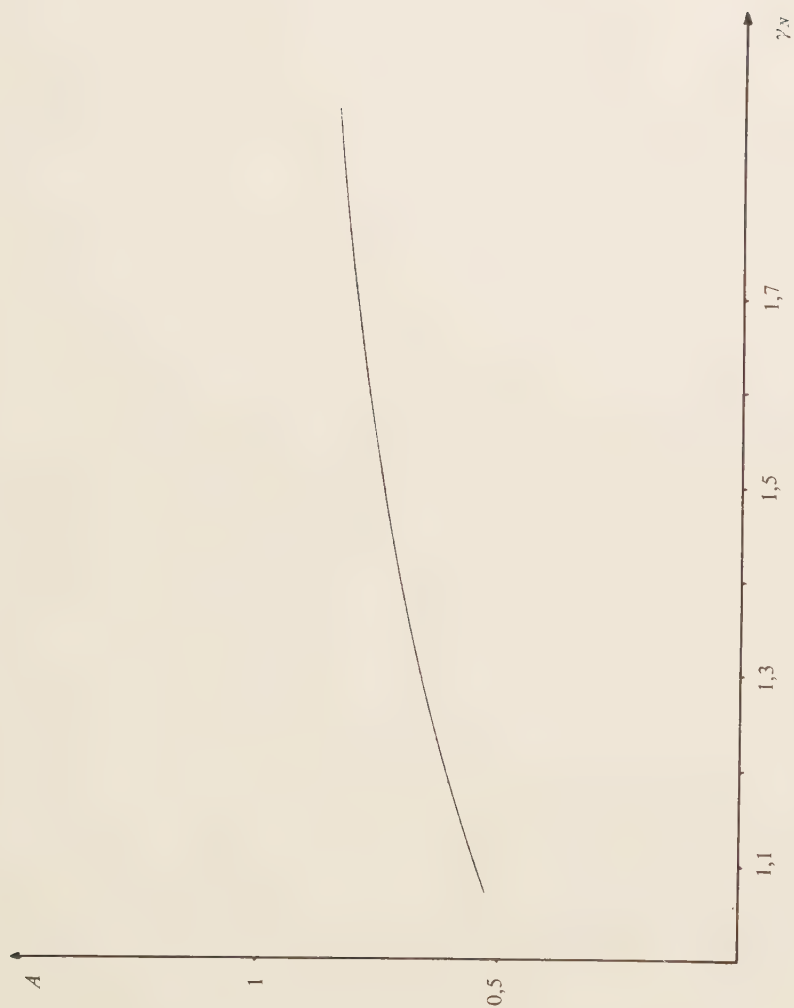


FIG. 7.3. — Anisotropie $A = f(\gamma_N)$

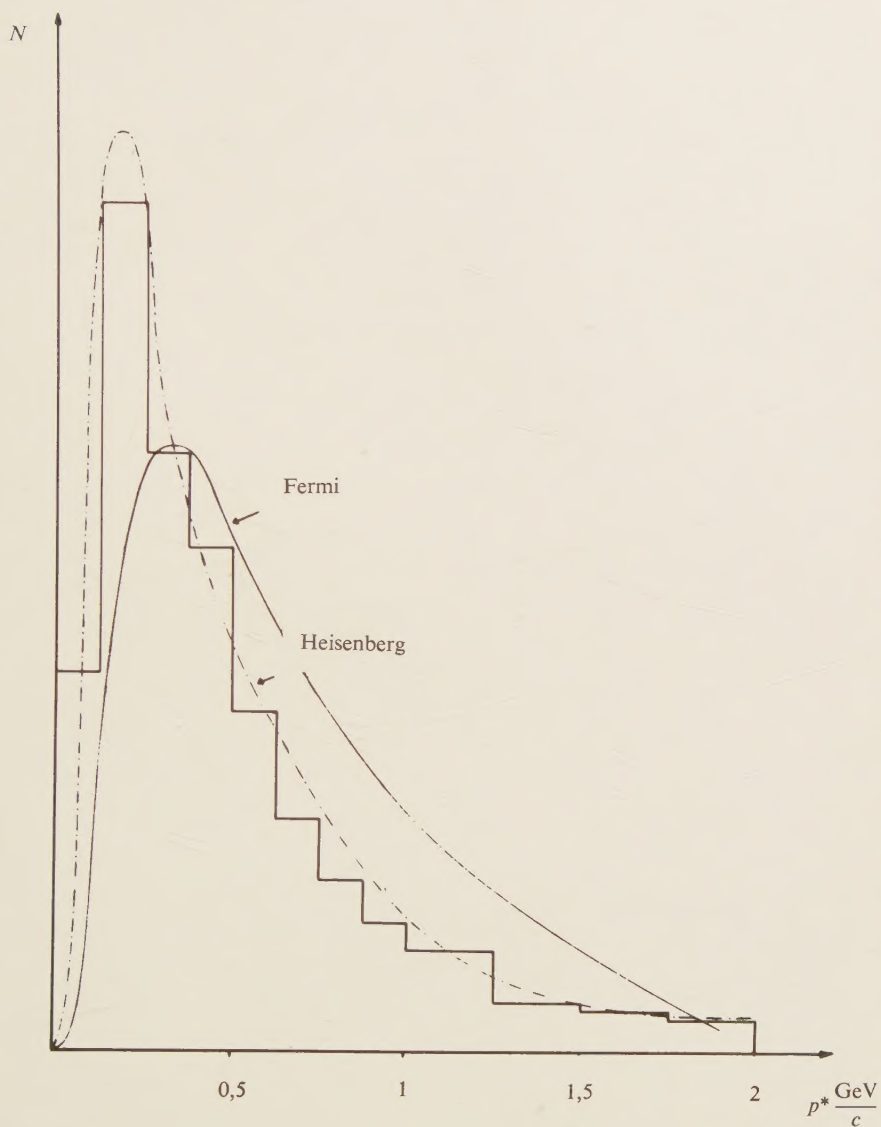


FIG. 7.4

Comparaison du spectre expérimental avec les spectres de Fermi
et d'Heisenberg modifiés

